



Etude et test d'un module accélérateur supraconducteur pour le projet Spiral2

D. Longuevergne

► To cite this version:

D. Longuevergne. Etude et test d'un module accélérateur supraconducteur pour le projet Spiral2. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Paris Sud - Paris XI, 2009. Français. NNT : . tel-00448271

HAL Id: tel-00448271

<https://theses.hal.science/tel-00448271>

Submitted on 18 Jan 2010

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Université Paris XI - Orsay
Institut de physique Nucléaire - Orsay

THESE

Présentée pour obtenir le grade de DOCTEUR ès Sciences
de l'université Paris XI

Spécialité : Physique

Par

David LONGUEVERGNE

**Etude et test d'un module accélérateur
supraconducteur pour le projet Spiral2**

Soutenue le 19 novembre 2009 devant le jury composé de :

M. Jean Delayen (rapporteur)
M. Daniel Gardès (directeur de thèse)
M. Marcel Jacquemet
M. Guillaume Martinet
M. Alban Mosnier (rapporteur)
M. Guy Wormser (président du jury)

A ma chère maman

« Sans la science, on ne peut rien comprendre au monde moderne. Rien n'est plus important que de donner aux jeunes l'éducation dont ils ont besoin, qui fera d'eux des hommes et des femmes libres, capables de comprendre l'Univers qui les entoure. Il le faut, d'urgence, avant que des gourous, des marchands, des adorateurs de légendes ou des illuminés aient le temps de s'emparer d'eux. Qu'ils aient des savants le vrai savoir et des prophètes la lucidité et l'action éclairée. »

De Georges Charpak et Roland Omnès, « Soyez savants, devenez prophètes »

Remerciements

Je tiens à remercier tout d'abord Daniel Gardès, directeur de la division accélérateur de l'IPNO pour m'avoir pris sous sa tutelle ainsi que Sébastien Bousson pour son encadrement et l'établissement du sujet et du contrat de thèse.

Grand merci à Guillaume Martinet pour son encadrement, son suivi durant ces trois années de thèse.

Je suis également très reconnaissant à Guillaume Olry pour son encadrement et pour sa patience tout particulièrement pour les questions pièges du vendredi soir de 17h30.

Merci au groupe électronique, spécialement à Jean Lesrel et Christophe Joly pour qui la RF n'a plus aucun secret sauf un : est-ce que cela a déjà fonctionné correctement et sans encombres ?

Sans oublier Hervé Sagnac, responsable des cryomodules B à l'IPN et le corps technique composé de Mathieu Labaste, Frédéric Chatelet, Nourredine Hammoudi, Alain Stephen, Philippe Szott, Didier Grolet et Guy Michel pour leur aide durant la préparation des tests en cryostat vertical et cryomodule ainsi que les gens du bureau d'étude et tout spécialement Sébastien Blivet.

J'exprime ma gratitude à tous les gens de la cryogénie sans qui les cavités ne pourraient s'exprimer : Christian Commeaux pour sa précieuse aide pour la mise en place de la zone de test du cryomodule, Gérard Rouillé, Claude Dodray et François Galet pour leur disponibilité concernant l'approvisionnement des bouteilles d'hélium.

Le travail administratif sous-jacent a été géré parfaitement puisque j'y ai été que très rarement confronté. Grand merci à Virginie Laurencier, Laurence Mathis et Christelle Lalanne.

Ce travail de thèse a été fait en collaboration avec le GANIL et le LPSC. Grand merci à Yollanda Gomez-Martinez, responsable des coupleurs de puissance Spiral2, Robin Ferdinand, coordinateur des cryomodules Spiral2 et Marco Di Giacomo, responsable des sources RF pour leur aide durant les tests.

Je souhaite également remercier tous les gens que j'ai pu côtoyer au jour le jour, à l'occasion des pauses café, pour l'ambiance conviviale régnant dans les locaux. Merci aux confrères et consœurs thésards: Medhi, Lucija, Antoine et Aurelien et bonne chance au suivant : Frédéric, un compagnon de bureau ainsi qu'un combattant au badminton hors pair.

Et finalement aux plus chers à mes yeux, à toute ma famille mon père, mon frère, mes grands-parents, et ma chère et tendre Capucine, merci pour votre soutien.

Table des Matières

REMERCIEMENTS	7
TABLE DES MATIERES	9
INTRODUCTION	15
PARTIE 1	19
SPIRAL2, UNE EXTENSION DU GANIL EXISTANT	19
1. QU'EST CE QUE SPIRAL2	21
1.1 LE GANIL AVANT SPIRAL2	23
1.2 UNE REPOSE AUX EXIGENCES DE LA PHYSIQUE NUCLEAIRE ACTUELLE	25
1.2.1 Historique	25
1.2.2 Les performances recherchées	25
1.2.3 Présentation de l'installation	27
1.3 AUTRES PROJETS ASSOCIES, EN BREF	28
1.3.1 Les débuts : PARRNe	28
1.3.2 La photofission : ALTO	28
1.3.3 Le futur : EURISOL	28
2. L'ACCELERATEUR LINEAIRE	31
2.1 POURQUOI LE CHOIX D'UN ACCELERATEUR LINEAIRE SUPRACONDUCTEUR	33
2.1.1 Les différents types d'accélérateurs existant et leur capacités d'accélération	33
2.1.2 Mise en concurrence et justification du choix pour Spiral2	35
2.1.3 Vue d'ensemble	36
2.2 L'INJECTEUR	37
2.2.1 Les sources d'ions	37
2.2.2 La section basse énergie : le conditionnement du faisceau	38
2.3 L'ACCELERATEUR SUPRACONDUCTEUR ET LES CRYOMODULES B	40
2.3.1 Les boîtes à vannes et cryostat	41
2.3.2 Les cavités accélératrices Spiral2	44
2.3.21 Présentation générale	44
2.3.22 Présentation mécanique	44
2.3.23 Présentation électromagnétique	46
2.3.3 Les coupleurs de puissance	48
2.3.4 Système d'accord en fréquence	50
2.3.5 Les systèmes annexes	52
2.3.51 Les systèmes de pompage	52
2.3.52 Les diagnostics	52
PARTIE 2	55
LA SUPRACONDUCTIVITE ET LES CAVITES ACCELERATRICES	55

1. LA THEORIE DE LA SUPRACONDUCTIVITE -----	59
1.1 HISTORIQUE ET MODELES ELABORES -----	61
1.1.1 La découverte (1911) -----	61
1.1.2 Théorie phénoménologique de London (1935) -----	62
1.1.3 Théorie de Ginsburg-Landau (1950) -----	66
1.1.31 Champ limite et température -----	66
1.1.32 Les différentes familles de matériaux supraconducteurs -----	69
1.1.4 La théorie BCS de la supraconductivité -----	72
1.2. LA SUPRACONDUCTIVITE ET LES CHAMPS RF-----	74
1.2.1 Champ magnétique limite réel-----	74
1.2.2 Résistance de surface réelle-----	76
1.3 AUX LIMITES DE LA SUPRACONDUCTIVITE-----	78
1.3.1 L'effet de proximité supraconducteur -----	78
1.3.2 L'effet de Josephson -----	78
2. LES CAVITES ACCELERATRICES-----	81
2.1 L'ACCELERATION DE PARTICULES -----	83
2.1.1 Les générateurs électrostatiques -----	83
2.1.2 Les systèmes oscillants -----	84
2.1.3 Les cavités résonantes -----	88
2.2 LES CAVITES RESONANTES OU RESONATEURS ELECTROMAGNETIQUES -----	89
2.2.1 Approche électromagnétique des cavités résonantes -----	89
2.2.2 Modélisation électrique d'une cavité résonante -----	91
2.2.21 Le facteur de qualité-----	93
2.2.22 Le champ accélérateur -----	94
2.2.23 Champs pics -----	95
2.2.24 Bande passante -----	95
2.2.25 Temps caractéristique -----	95
2.2.26 L'impédance shunt-----	96
2.2.3 Le couplage électromagnétique -----	97
2.2.31 Modélisation du couplage d'une cavité avec l'extérieur sans faisceau -----	98
2.2.32 Les différents couplages -----	100
2.2.4 Les différentes géométries : à chaque besoin sa cavité-----	102
2.3 LES CAVITES SUPRACONDUCTRICES : SOLUTION AMPLIATIVE OU DE SUBSTITUTION AUX CAVITES « CHAUDES »? -----	105
2.3.1 Les matériaux supraconducteurs utilisables pour l'accélération de particules -----	105
2.3.2 Le cuivre, matériau optimal pour les cavités « chaudes »-----	106
2.3.3 Confrontation des deux technologies-----	107
2.3.4 Les matériaux supraconducteurs de demain-----	108
<u>PARTIE 3-----</u>	<u>109</u>
<u>CARACTERISATION DES PERFORMANCES ACCELERATRICES DES CAVITES SPIRAL2 ET DE LEUR MODULE CRYOGENIQUE-----</u>	<u>109</u>
1. RECEPTION ET CONDITIONNEMENT DES CAVITES SPIRAL2 -----	113
1.1 TESTS DE RECEPTION -----	115
1.1.1 Contrôle dimensionnel-----	115

1.1.2	Contrôle d'étanchéité -----	115
1.1.3	Contrôle de l'alignement -----	116
1.2	LE CONDITIONNEMENT -----	117
1.2.1	Dégraissage et polissage des surfaces -----	117
1.2.2	Montage en salle blanche -----	119
1.2.21	Rinçage HPR -----	119
1.2.22	Fermeture et test d'étanchéité -----	120
1.3	LES TRAITEMENTS OPTIONNELS -----	121
1.3.1	L'étuvage sous vide -----	121
1.3.2	Recuit à haute température -----	124
2.	LES TESTS DES CAVITES SPIRAL2 EN COUPLAGE CRITIQUE (CRYOSTAT VERTICAL)---	125
2.1	PRESENTATION DE L'INSTALLATION -----	127
2.1.1	Le cryostat -----	127
2.1.2	La gestion de la cryogénie -----	128
2.1.3	Gestion de la RF -----	130
2.1.4	Instrumentation -----	133
2.2	MESURES DES PERFORMANCES RF DE LA CAVITE -----	135
2.2.1	Etalonnage de la chaîne de mesure -----	135
2.2.2	Principe des mesures RF en couplage critique -----	138
2.2.21	Evaluation des couplages des antennes à froid -----	139
2.2.22	Mesure de la caractéristique $Q_0(E_{acc})$ par bilan de puissance -----	140
2.2.3	Evaluation des erreurs et optimisation des mesures -----	141
2.2.31	Incertitude sur la mesure des atténuations (ϵ_{Att}) -----	142
2.2.32	Incertitude sur la mesure du τ (ϵ_τ) et de Q_L -----	143
2.2.33	Incertitude sur la mesure de puissance P_c (ϵ_{Pc}) -----	143
2.2.34	Incertitude sur la mesure des couplages Q_i et Q_t -----	145
2.2.35	Erreurs faites sur Q_0 et E_{acc} -----	146
2.3	CARACTERISATION DES EFFETS LIMITANT D'UNE CAVITE ACCELERATRICE SUPRACONDUCTRICE -----	149
2.3.1	L'émission de champ -----	149
2.3.11	Présentation -----	149
2.3.12	Mesures effectuées -----	150
2.3.13	Les traitements curatifs -----	152
2.3.2	Les barrières de multipacting -----	155
2.3.21	Présentation -----	155
2.3.22	Mesures effectuées et observations -----	156
2.3.3	Le quench -----	159
3.	LES TESTS EN CONFIGURATION MACHINE SPIRAL2 (CRYOMODULE)-----	161
3.1	PRESENTATION ET RESULTATS DE LA PARTIE CRYOGENIQUE -----	163
3.1.1	Présentation de la zone de test -----	163
3.1.2	Caractérisation des différentes étapes de fonctionnement -----	168
3.1.21	Mise en froid -----	168
3.1.22	Fonctionnement -----	169
3.1.23	Stand-by -----	171
3.2	PRESENTATION ET RESULTATS DE LA PARTIE RF -----	172
3.2.1	Présentation de l'installation -----	172
3.2.2	Conditionnement des coupleurs de puissance -----	174

3.2.3	Mesure de la caractéristique $Q_0(E_{acc})$ par calorimétrie -----	174
3.2.31	Etalonnage de la chaîne de mesure -----	174
3.2.32	Mesure de la puissance dissipée, facteur de qualité et champ accélérateur -----	175
3.2.33	Evaluation des erreurs de mesure -----	178
3.2.4	Efficacité du blindage magnétique -----	180
3.2.5	Tests du système d'accord en fréquence -----	181
3.2.6	Performances de la régulation RF digitale (LLRF) -----	184
3.2.61	Présentation du système -----	184
3.2.62	Résultats obtenus sans et avec régulation du système d'accord -----	185
3.3	CARACTERISATION DES PERTURBATIONS SUBIES ET GENEREES EN CONFIGURATION MACHINE -----	188
3.3.1	Stabilité de la fréquence sans régulation -----	188
3.3.11	Sensibilité de la cavité aux variations de pressions et pertes de charge -----	189
3.3.12	Les forces de Lorentz ou pression de radiation -----	191
3.3.2	Etude de l'émission X -----	193
3.3.3	Etude du quench en sur-couplage -----	195
3.3.31	Comportement -----	195
3.3.32	Mesures effectuées et localisation -----	196
PARTIE 4 -----		199
<u>ETUDES APPROFONDIES POUR LE FONCTIONNEMENT DES CAVITES</u>		
<u>ACCELERATRICES SUPRACONDUCTRICES APPLIQUEES AUX CAVITES SPIRAL2</u>		
-----		199
1.	ETUDE ELECTROMAGNETIQUE DU SYSTEME D'ACCORD PAR PLONGEUR MOBILE -----	203
1.1	PRESENTATION DE LA PROBLEMATIQUE -----	205
1.1.1	Pourquoi réguler mécaniquement la fréquence d'une cavité -----	205
1.1.2	Présentation des différentes perturbations de fréquence -----	206
1.1.3	Cahier des charges d'un système d'accord mécanique par insertion -----	208
1.2	SIMULATIONS ELECTROMAGNETIQUES EFFECTUEES -----	210
1.2.1	Cadre de l'étude -----	210
1.2.2	Sensibilité en fréquence selon la géométrie du plongeur -----	212
1.2.3	Etude des champs de surface -----	213
1.2.4	Etude des champs de fuites -----	214
1.2.5	Dissipations additionnelles -----	215
1.2.51	Sur la surface du plongeur -----	215
1.2.52	Sur les parties non supraconductrices -----	216
1.3	DISCUSSION ET STRATEGIE POUR LE CHOIX DU PLONGEUR -----	218
2.	ETUDES DES MICROPHONIES -----	221
2.1	PRESENTATION DE LA PROBLEMATIQUE -----	223
2.1.1	Origine des microphonies -----	223
2.1.2	Impact sur les performances de l'accélération -----	224
2.1.3	But de l'étude dans le cadre de Spiral2 -----	225
2.2	CARACTERISATION ET MODELISATION DES MODES MECANQUES DE LA CAVITE -----	227
2.2.1	Modélisation de la cavité -----	227
2.2.2	Etude modale de la cavité -----	227
2.2.3	Influence sur la fréquence de la cavité -----	228

2.3	CARACTERISATION EXPERIMENTALE ET ANALYSE DES RESULTATS-----	230
2.3.1	Présentation des bancs de tests -----	230
2.3.11	Mesures des microphonies en boucle auto-oscillante -----	230
2.3.12	Mesures des microphonies en boucle ouverte -----	231
2.3.13	Mesure de tension -----	234
2.3.2	Spectres microphoniques de la cavité Spiral2 -----	235
2.3.21	Spectre microphonique à chaud sous excitation sinusoïdale -----	235
2.3.22	Spectre microphonique à chaud sous excitation impulsionnelle-----	237
2.3.23	Spectre microphonique en configuration machine sans excitation -----	239
2.3.24	Spectre microphonique en configuration machine avec excitation-----	240
2.3.3	Discussion -----	242
3.	CARACTERISATION DE LA RESISTANCE DE SURFACE D'UN SUPRACONDUCTEUR SOUS CHAMP RF-----	245
3.1	LES DIFFERENTES CONTRIBUTIONS A LA RESISTANCE DE SURFACE -----	247
3.1.1	La résistance BCS -----	248
3.1.11	Contribution de la température -----	248
3.1.12	Contribution de la pureté du Niobium -----	251
3.1.13	Modélisation d'une dépendance magnétique de la résistance BCS -----	252
3.1.2	La résistance résiduelle-----	254
3.1.21	Présence d'impuretés -----	254
3.1.22	Piégeage du champ magnétique terrestre-----	255
3.1.3	Interpolation des courbes de Q_0 -----	256
3.2	L'EFFET 100K -----	260
3.2.1	Origines -----	260
3.2.11	Sources d'hydrogène -----	261
3.2.12	Dynamique de formation et propriétés des différentes phases -----	261
3.2.13	Cinétique de formation des précipités et rôle des défauts cristallins -----	263
3.2.2	Observations réalisées durant les tests des cavités Spiral2 -----	265
3.2.3	Discussion -----	268
	CONCLUSION & PERSPECTIVES-----	271
	BIBLIOGRAPHIE-----	275
	<u>ANNEXE 1 : METHODE POUR L'EVALUATION DU COUPLAGE DES ANTENNES A CHAUD -----</u>	<u>281</u>
	<u>ANNEXE 2 : INTERPOLATION DES COURBES DE Q_0 DES GEOMETRIES AUTRES QUE LES CAVITES SPIRAL2 $\beta = 0.12$ ET ETUDE DU FACTEUR B_{MAG}-----</u>	<u>283</u>
	<u>ANNEXE 3 : CARTES DE CHAMP DE LA CAVITE SPIRAL2 $B = 0.12$-----</u>	<u>288</u>
	<u>ANNEXE 4 : RESISTANCE DE SURFACE D'UN MATERIAU NON SUPRACONDUCTEUR -----</u>	<u>294</u>
	<u>ANNEXE 5 : PLANS DETAILLES -----</u>	<u>296</u>
	<u>ANNEXE 6-----</u>	<u>304</u>

Introduction

Allant de la simple accélération d'électrons à quelques centaines de keV ($\sim 10^{-14}$ Joules) jusqu'à l'accélération de protons à une dizaine de TeV ($\sim 10^{-6}$ Joules), en passant par l'accélération des noyaux les plus lourds et de noyaux exotiques radioactifs, les accélérateurs de particules et leur applications n'ont pas cessé de se diversifier depuis les années trente. Dans un premier temps développés pour la physique atomique afin de sonder et comprendre la matière sous l'influence de Rutherford, les conditions physiques atteignables ainsi que les capacités de traitement a su combler au fil des années un nombre grandissant de domaines.

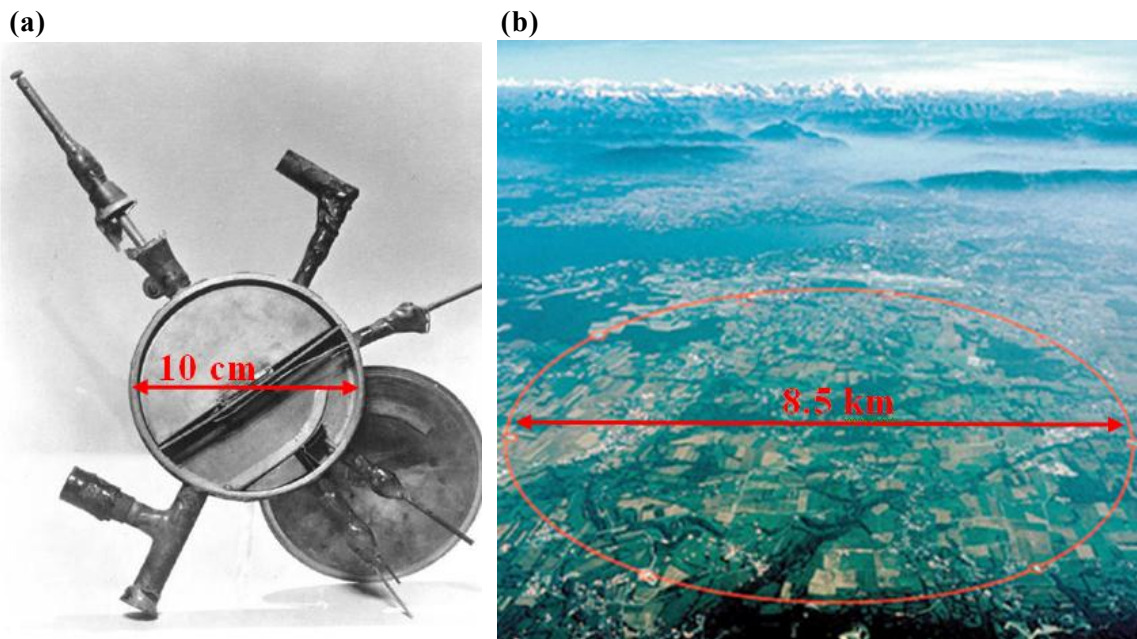


Figure 1 : (a) : Premier cyclotron mis au point par E. Lawrence en 1928. Son diamètre est de 10 centimètres. (b) : Plus grand accélérateur circulaire au monde construit à ce jour. Le LHC (Large Hadron Collider) construit par le CERN (Centre Européen de Recherche Nucléaire) est installé à 100 mètres sous terre dans la région de Genève. Il mesure 27 kilomètres de circonférence.

De nos jours, très peu sont connus du grand public. Les plus grosses machines au service de la physique fondamentale se comptant aujourd'hui sur les doigts de la main font de l'ombre « médiatique » aux milliers d'accélérateurs répandus dans le monde entier au service de la société. En effet, des applications non seulement en physique fondamentales (physique nucléaire et des particules) mais également en science des matériaux, chimie, biologie (irradiation), médecine (traitement tumoral) et archéologie (datation) sont nées pour finalement également satisfaire certaines demandes sociétales comme la sûreté alimentaire et médicale (stérilisation) et transmutation des déchets nucléaires.

La fabuleuse avancée technologique de ces dernières décennies a permis une croissance exponentielle de l'énergie des particules en sortie d'accélérateur. Pas moins de 9 ordres de grandeurs ont été gagnés en une soixantaine d'années [MUELLER05]. Jusqu'en 1970, cette extraordinaire progression de l'énergie du faisceau provenait de l'apparition et de la mise au point de nouvelles structures accélératrices. Aucun nouveau concept d'accélération construit à ce jour n'a pu détrôner, d'un point de vue énergie, les

collisionneurs de proton. Après 1970, le gain en énergie a pu garder son rythme grâce l'utilisation de la technologie supraconductrice.

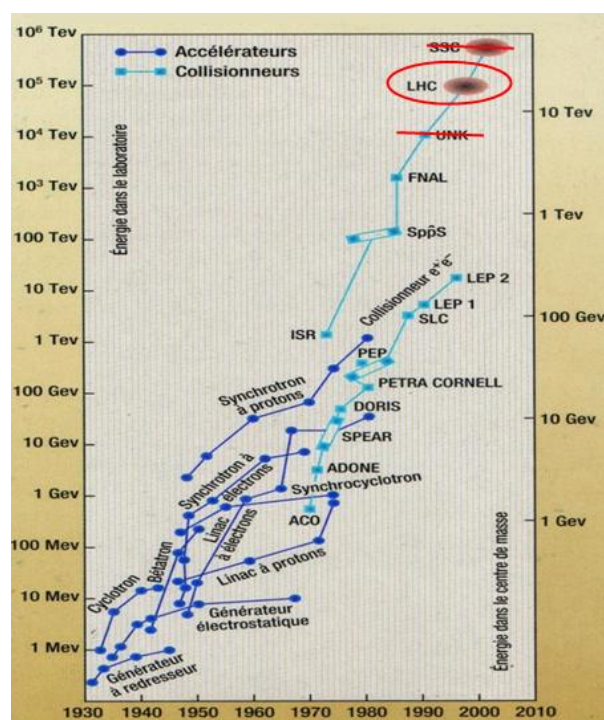


Figure 2 : Diagramme de Livingston montrant la progression en énergie aux fils des années.

C'est en 1962, au CERN, que la première cavité supraconductrice en Niobium a vu le jour [SHEPARD96]. Ces performances n'ont été que très limitées affichant des pertes ohmiques trop importantes [RINDERER62]. Ce n'est qu'en 1965 qu'a été réellement démontré l'intérêt de la supraconductivité, grâce à la construction de cavités en plomb au HEPL^a à Stanford [PIERCE65]. Encore une fois les progrès technologiques ont permis d'améliorer les performances des cavités supraconductrices grâce à la production de matériaux supraconducteurs de plus en plus purs et à l'accès à de nouvelles techniques de traitements de surface de plus en plus performantes. Le plus haut gradient jamais atteint dans une cavité accélératrice supraconductrice (~ 53.5 MV/m [SAEKI06]) est très proche de la limite théorique qui est, pour les géométries elliptiques optimisées pour les particules relativistes ($\beta = 1$) en Niobium testées à 2K, de 57 MV/m [PADAMSEE98]. Après le LHC, quel nouvel accélérateur prendra le relais afin de maintenir cette croissance ? La limite en énergie est-elle atteinte pour ce type de structure accélératrice ? Ceci nécessiterait la construction d'accélérateurs aux dimensions impensables. Une nouvelle technique d'accélération, comme l'accélération par plasma, est-elle une candidate plausible à la poursuite de cette quête à l'énergie ? De récents résultats ont montré que des gradients 2000 fois plus intenses ont été atteints [PANASENKO08].

La technologie supraconductrice s'essouffle-t-elle ?

Non, outre l'énergie, la supraconductivité a ouvert la porte à de nouvelles applications où le courant de particules ainsi que la polyvalence d'accélération sont primordiaux. La géométrie des structures accélératrices évolue en conséquence.

^a HEPL : Hansen Experimental Physics Lab : <http://hepl.stanford.edu/>

Contrairement aux structures accélératrices « normales », la puissance injectée dans la cavité peut être considérée comme intégralement transférée au faisceau. Les pertes ohmiques dissipées dans les parois de la cavité étant négligeables, le courant pouvant être accéléré n'est plus limité par la cavité elle-même mais par les capacités de production des ions, par les générateurs de puissance et par les effets de charge d'espace. L'augmentation graduelle du courant du faisceau de particules et la possibilité d'accélérer le faisceau en continu, ouvre la voie aux applications nécessitant un flux de particules intense et continu. Le pilotage d'un réacteur nucléaire sous-critique par un accélérateur (ADS^a) devient ainsi possible. Contrairement à une centrale nucléaire conventionnelle, la sûreté de ce type d'installation est telle que n'importe quel élément ou déchet, aussi réactif qu'il soit peut être fissionné et retraité. De tels accélérateurs offrent une solution aux problèmes de la gestion des déchets par réduction de leur radio toxicité et de leur durée de vie.

Nous pouvons également citer les installations d'irradiation de matériaux, comme le futur accélérateur IFMIF^b, ayant pour but de simuler des conditions d'irradiations similaires à celles attendues dans le réacteur de fusion nucléaire, ITER^c.

S'inscrivant également dans cette thématique, d'autres accélérateurs supraconducteurs comme par exemple SNS^d et FRIB^e aux Etats-Unis, ISAC^f au Canada, SARAF^g en Israël, le complexe de J-PARC^h au Japon et SPIRAL2 en France formeront de véritables stations d'étude pluridisciplinaires.

En phase de construction sur le site du GANIL, l'accélérateur linéaire supraconducteur SPIRAL2 est développé par plusieurs laboratoires français. L'institut de Physique Nucléaire d'Orsay (IPNO) est en charge de l'étude, du développement, de la construction et des tests des modules accélérateurs supraconducteurs de la partie haute énergie de l'accélérateur.

C'est dans ce contexte que s'inscrit mon travail de thèse entrepris en octobre 2006 à l'IPNO et présenté dans ce manuscrit.

L'accélération des différents types de faisceaux jusqu'à l'énergie nominale est effectuée par des cavités accélératrices supraconductrices. Comme énoncé, l'utilisation de la technologie supraconductrice est indispensable pour répondre aux besoins définis par le projet. Cependant, de telles capacités d'accélération et de gain se paient par une sensibilité accrue aux moindres défauts et perturbations que ce soit lors de la fabrication, du conditionnement ou du fonctionnement. Des impuretés ou défauts micrométriques au sein ou en surface du matériau, des variations de pression de quelques millibars ou des vibrations infimes dans l'environnement de la cavité sont suffisant pour compromettre son

^a ADS : Accelerator Driven System. La sous-criticité du réacteur nucléaire et donc l'entretien de la réaction en chaîne est compensée par l'apport de neutrons créés par spallation à partir d'un faisceau intense de protons.

^b IFMIF : International fusion Materials Irradiation Facility. <http://www.frascati.enea.it/ifmif/>

^c ITER : International Thermonuclear Experimental Reactor. <http://www.iter.org>

^d SNS : Spallation Neutron Source à Oak Ridge National Lab, USA. <http://www.ornl.gov/>

^e FRIB : Facility for Rare Isotope Beam. <http://www.er.doe.gov/np/program/FRIB.html>

^f ISAC : Isotope Separator and Accelerator at Triumf. http://legacyweb.triumf.ca/isac/isac_home.html

^g SARAF : Soreq Applied Research Accelerator Facility. http://www.weizmann.ac.il/physics/nuc_exp/saraf.html

^h J-PARC : Japan Proton Accelerator Research Complex. <http://j-parc.jp/index-e.html>

bon fonctionnement. Elle nécessite, qui plus est, des conditions de température extrême (-269°C) et donc un environnement cryogénique complexe potentiellement bruyant et sujet lui aussi aux moindres perturbations. Ainsi, non seulement la cavité mais également tout son environnement cryogénique à son contact, c'est à dire l'ensemble du module accélérateur, que nous nommerons cryomodule, doit fournir à la cavité des conditions de fonctionnement stables que ce soit mécanique, thermique et électromagnétique (RF). Ceci suppose dans un premier temps, la caractérisation des performances des cavités seules dans un environnement cryogénique totalement maîtrisé et dans un deuxième temps, la caractérisation des performances des cavités installées dans leur module, des modules eux mêmes et de leurs interactions à travers les systèmes d'asservissement. Outre ce travail de caractérisation de l'ensemble des composants constituant le cryomodule indispensable pour la future exploitation de l'accélérateur, il a été possible, grâce à cette dynamique de projet, d'étudier plus spécifiquement certains phénomènes altérant les performances des cavités supraconductrices.

Dans la première partie, je présenterai le projet Spiral2 dans sa généralité pour petit à petit focaliser sur la description du module accélérateur proprement dit en passant en revue les différentes parties de l'accélérateur.

Dans la deuxième partie je donnerai les connaissances essentielles dans les domaines de la supraconductivité et des cavités accélératrices pour la compréhension des principaux points forts, enjeux et limitations imposées par l'union de ces deux technologies.

Je présenterai, dans la troisième partie, le travail expérimental effectué sur les cavités Spiral2 seules et sur l'ensemble du cryomodule. Dans un premier temps, toute la démarche nécessaire à la caractérisation des performances d'une cavité supraconductrice en cryostat vertical est décrite. Par la suite, je passerai en revue l'ensemble des tests, observations et résultats obtenus à l'occasion des tests des cavités accélératrices dans leur configuration dite « machine ».

Finalement, dans la dernière et quatrième partie, je décrirai trois études spécifiques entreprises durant la thèse. Faites dans le cadre du projet Spiral2, elles s'inscrivent plus en amont dans la problématique générale des cavités accélératrices supraconductrices. Cette partie apportera plus de détails sur le système d'accord en fréquence par insertion d'un plongeur mobile. J'aborderai ensuite l'étude de deux phénomènes limitant, les microphonies et l'effet 100K, qui ont été caractérisés spécifiquement sur les cavités Spiral2. Après l'analyse des différentes contributions à la résistance de surface d'un matériau supraconducteur sous champ électromagnétique, je proposerai également un modèle pouvant expliquer l'origine de la chute prononcée du facteur de qualité de la cavité en fonction de la puissance électromagnétique.

Partie 1

Spiral2, une extension du
GANIL existant

1. Qu'est ce que Spiral2

1.1 Le GANIL avant Spiral2

1.2 Une réponse aux exigences de la physique nucléaire actuelle

1.2.1 Historique

1.2.2 Les performances recherchées

1.2.3 Présentation de l'installation SPIRAL2

1.3 Les projets associés, en bref

1.3.1 Les débuts : PARRNe

1.3.2 La photofission : ALTO

1.3.3 Le futur :EURISOL

1.1 Le GANIL avant Spiral2

Le GANIL (Grand Accélérateur d'Ions Lourds) est un laboratoire national installé en périphérie de Caen en Normandie depuis 1983 [WEBGANIL09]. Il est à la fois géré par la DSM/CEA^a et l'IN2P3/CNRS^b. Ce laboratoire commun, fort de son installation (cf. **Figure 1-3**), permet de répondre aux demandes des physiciens dans le domaine de la recherche fondamentale en physique nucléaire, atomique et biophysique^c. A l'heure actuelle, le GANIL a la capacité de produire des faisceaux de noyaux lourds stables (du Carbone à l'Uranium) à des énergies s'échelonnant entre 24 MeV/nucléon et 95 MeV/nucléon ainsi que des faisceaux de noyaux radioactifs communément appelés faisceaux exotiques.

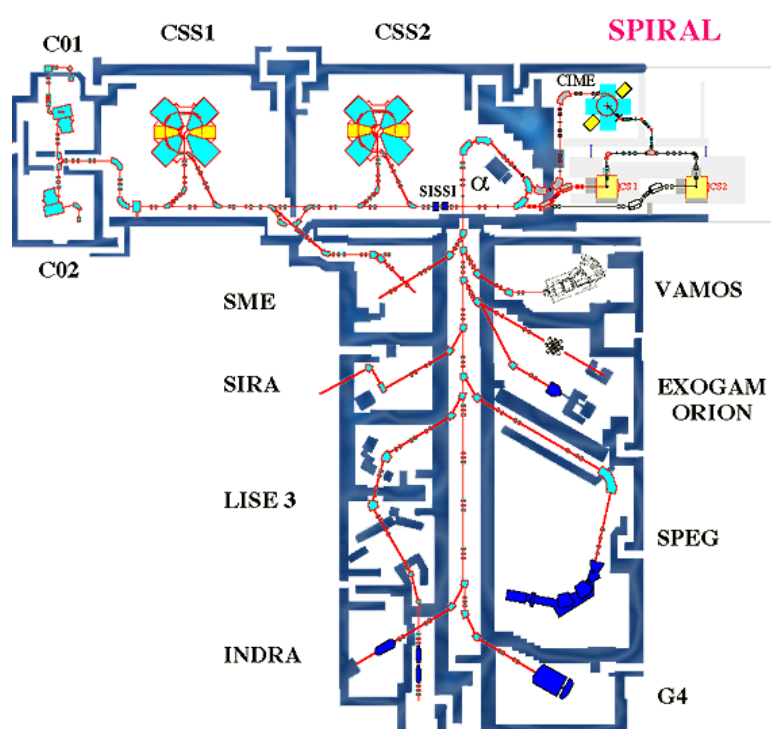


Figure 1-3 : Vue générale de l'installation actuelle au GANIL.
Figure extraite de [WEBGANIL09].

Ces faisceaux sont accélérés, en cascade, par plusieurs cyclotrons (cf. **Figure 1-3**) selon l'énergie recherchée. La première accélération est effectuée par deux cyclotrons compacts (C01 et C02), en aval des sources d'ions. Le faisceau est ensuite envoyé dans le cyclotron CSS1. En sortie, il est possible de diriger le faisceau vers les salles de physique (SME) ou de l'injecter dans le deuxième cyclotron CSS2 après avoir augmenté le rapport

^a La DSM (Direction des Science de la Matière) est le pôle de recherche fondamentale en physique et en chimie du CEA (Commissariat à l'énergie Atomique) <http://www-dsm.cea.fr/fr/La-DSM>

^b L'IN2P3 (Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules) a pour mission de promouvoir, fédérer et coordonner les activités de recherche dans les domaines de la physique nucléaire et des hautes énergies pour le compte du CNRS (Centre National de Recherche Scientifique) <http://www.in2p3.fr/>

^c Une liste exhaustive des activités du GANIL est disponible sur [WEBGANIL09].

charge/masse des particules en arrachant des électrons. Ce dernier distribue le faisceau soit vers les salles de physique via le spectromètre^a α , soit vers SPIRAL^b, zone de production de noyaux exotiques. Cette méthode de production en ligne, type ISOL^c, consiste à créer des noyaux exotiques à partir d'un faisceau primaire, puis à les ré-accélérer. Dans le cas de SPIRAL, l'accélération est effectuée grâce au cyclotron CIME^d. Les noyaux exotiques sont obtenus en cassant les noyaux lourds du faisceau primaire sur une cible de carbone (cf. **Figure 1-4**). Les fragments de fission du faisceau primaire sont extraits vers la source ECR^e, qui ionise et fait diffuser les noyaux exotiques vers la post-accélération dans le cyclotron CIME.

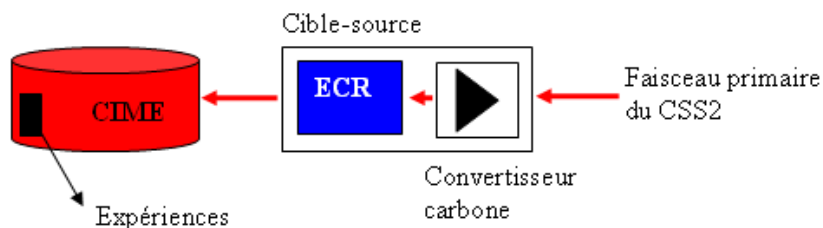


Figure 1-4 : Méthode de production des isotopes radioactifs type ISOL. Figure extraite de [WEBGANIL09].

SPIRAL ne permet que la production d'isotopes des éléments suivants : He, N, O, F, Ne, Ar et Kr. Cette limite provient des sources ECR actuellement installées, ne pouvant diffuser que des éléments légers non métalliques.

^a Spectromètre de masse : effectue une séparation des éléments ayant un rapport charge/masse différent à l'aide d'un champ magnétique.

^b SPIRAL : Système de Production d'Ions Radioactifs en Ligne

^c ISOL : Séparateur d'Isotopes En Ligne

^d CIME : Cyclotron d'Ions à Moyenne Energie

^e ECR : Electron Cyclotron Resonance source

1.2 Une réponse aux exigences de la physique nucléaire actuelle

1.2.1 Historique

Afin de combler la demande grandissante venant des physiciens, il a été décidé, en 1998, de débiter une étude visant à augmenter non seulement la diversité mais aussi la masse des isotopes radioactifs pouvant être produits ainsi que l'intensité du faisceau exotique. Ceci impliquait dans un premier temps une amélioration de la méthode de production des noyaux exotiques. Un faisceau de deutons^a est accéléré par les cyclotrons du GANIL et envoyé dans une cible de carbone. Des neutrons très énergétiques sont créés par spallation et viennent fissionner une cible d'uranium enrichie. Cette solution fut abandonnée pour des raisons de sûreté. En 2000, deux autres alternatives furent envisagées :

- la photofission : fission de l'uranium par des photons produits par rayonnement continu de freinage ou bremsstrahlung^b à partir d'un faisceau d'électron.
- l'accélération d'un faisceau de deutons de 5 mA à 40 MeV (soit 200 kW) par un accélérateur linéaire à haute intensité LINAG^c.

La deuxième solution fut retenue car elle offre l'opportunité d'accélérer différents types de particules en donnant une meilleure ouverture sur de futures améliorations [GANIL06]. Le projet Spiral2 a été présenté au ministère de la recherche en juin 2004 et signé en mai 2005.

1.2.2 Les performances recherchées

A puissance nominale, Spiral2 vise un taux de fission s'élevant à 10^{14} fissions/s, plaçant cette installation en tête des machines en fonctionnement en termes de taux de production. Des noyaux exotiques de masses entre 60 et 140 nucléons pourront être produits à des taux compris entre 10^6 et 10^{11} particules par seconde (cf. **Figure 1-5**). Ces faisceaux d'isotopes radioactifs pourront être accélérés à des énergies de l'ordre de 7 MeV/nucléon et jusqu'à un maximum de 20 MeV/nucléon par le cyclotron CIME. Ainsi, la quête des éléments super-lourds et l'étude d'une grande partie des éléments riches en neutrons, en dehors de la vallée de stabilité sera possible (cf. **Figure 1-6**).

Mais Spiral2 ouvrira d'autres portes. En effet, en plus des deutons, celui-ci permet d'accélérer tout type d'élément ayant un rapport charge/masse égal à un tiers voire un sixième [GANIL06]. Il pourra porter ces éléments à respectivement 14.5 MeV/nucléon et 8.5 MeV/nucléon à des courants voisins de 1 mA au maximum.

^a Deuteron : noyau composé d'un proton et un neutron

^b Bremsstrahlung : Rayonnement électromagnétique émis lorsque qu'une particule chargée est freinée dans un matériau

^c LINAG : LINear Accelerator at Ganil

Ainsi, Spiral2, véritable installation pluridisciplinaire, trouvera également des applications en science des matériaux (usine à neutrons), en biologie et médecine (création d'isotopes radioactifs pour la thérapie et imagerie médicale) et en astrophysique.

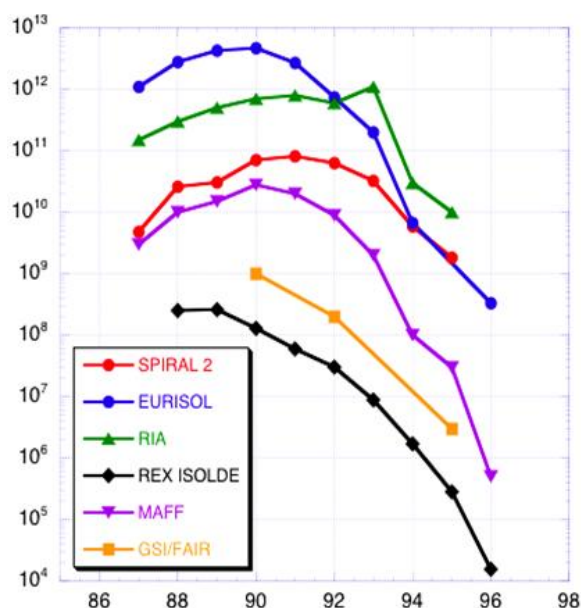


Figure 1-5 : Taux de production (particules par seconde) du Krypton en fonction du nombre de nucléons pour différents projets. Figure extraite de [FERDINAND08]

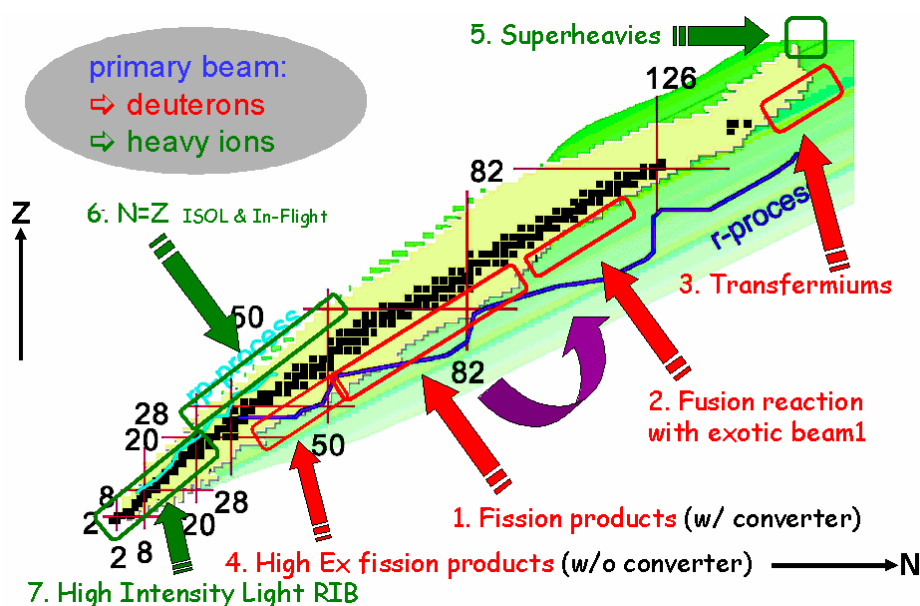


Figure 1-6 : Eléments pouvant être produits par l'installation Spiral2 avec différents procédés (encadrés verts et rouges). Figure extraite de [GANIL06]

1.2.3 Présentation de l'installation

Après un bref aperçu des possibilités offertes par l'installation Spiral2, voyons succinctement les modifications devant être apportées à l'installation existante au GANIL. Cette extension consiste en l'aménagement de deux nouveaux bâtiments (cf. **Figure 1-7a**). Le premier, le bâtiment accélérateur, héberge l'accélérateur linéaire supraconducteur, décrit dans le chapitre suivant, ainsi que les salles de physiques exploitant directement le faisceau d'ions lourds stables (cf. **Figure 1-8**). Le deuxième, appelé bâtiment production, reliant le bâtiment accélérateur à celui du Ganil existant, accueillera toute la partie cible-source (cf. **Figure 1-7b**) pour la production d'isotopes radioactifs, c'est-à-dire un convertisseur carbone, une cible d'uranium enrichie, différentes sources d'ions, un séparateur de masse, et des salles de physique basse énergie.

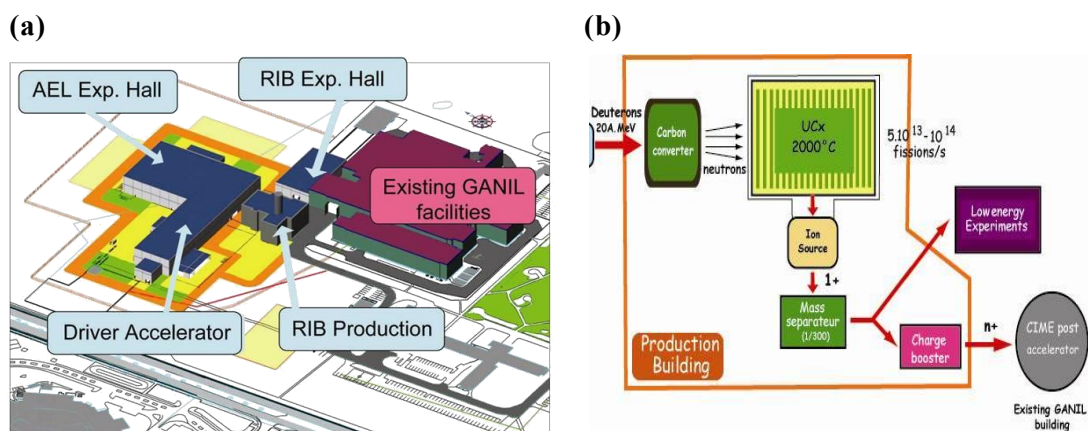


Figure 1-7 : (a) : vue artistique du Ganil existant (violet) et de l'extension SPIRAL2 (bleu). (b) Détail de l'ensemble cible-source installé dans le bâtiment production. Figures extraites de [FERDINAND08]

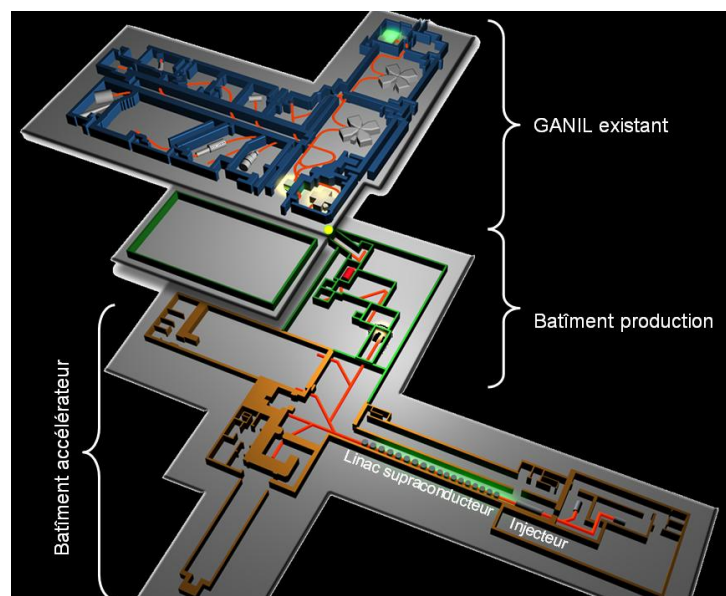


Figure 1-8 : Vue générale de l'aménagement intérieur des bâtiments. En bas le bâtiment hébergeant l'accélérateur et des salles de physique (ions lourds stables à haute énergie). Au dessus, le bâtiment de production avec l'ensemble cible source et salles de physique (isotopes radioactifs à basse énergie). Plus haut, le bâtiment du Ganil existant.

1.3 Autres projets associés, en bref

1.3.1 Les débuts : PARRNe^a

Afin de démontrer la faisabilité du procédé ISOL à partir d'un faisceau de deutons et d'établir une table des taux de production de différents isotopes radioactifs, quatre laboratoires se sont associés pour la construction d'un séparateur en ligne PARRNe [IPN00]. Ce projet a été installé aux cotés de l'accélérateur électrostatique TANDEM à l'IPN^b d'Orsay, fournissant un faisceau de deutons de 1 μ A. PARRNe2, venant augmenter la capacité de production de PARRNe, consiste à ajouter une source plasma à haute température permettant la production d'isotopes plus lourds [IPN02].

1.3.2 La photofission : ALTO^c

ALTO vient compléter l'installation PARRNe2 installé à l'IPN d'Orsay. Il s'agit d'une partie de l'injecteur du LEP^d adaptée à l'installation de l'IPNO. Il a permis d'augmenter d'un facteur 100 le taux de production de noyaux exotiques précédemment obtenus par un faisceau de deutons délivré par le TANDEM. ALTO, accélérateur linéaire peut fournir un faisceau d'électron de 10 μ A à 50 MeV. Il permet d'étudier la production d'isotopes radioactifs par photofission, solution non retenue pour le projet Spiral2, et de poursuivre le travail d'optimisation sur l'ensemble cible-source de Spiral2. Sa capacité de production est environ 100 fois inférieure à ce qu'atteindra Spiral2.

L'accélérateur a été conditionné à énergie nominale et à 100 nA en juin 2006 [LESREL06]. La montée en courant, dépendant des autorisations des autorités de sûreté, a atteint aujourd'hui 10 μ A.

1.3.3 Le futur : EURISOL^e

EURISOL (pour EUROpean Isotope Separator On Line) est un projet européen, impliquant une vingtaine de laboratoires dans 14 pays d'Europe [BLUMENFELD08]. Ce projet, en phase d'étude, vise à construire, d'ici 2020, tout un ensemble d'accélération et de production d'isotopes radioactifs, surpassant d'un facteur 100 les capacités de production de Spiral2, soit un taux de 10^{16} fissions/secondes. La solution technique retenue est un accélérateur linéaire supraconducteur portant un faisceau de proton à 1 GeV, pour une puissance de 5 MW, soit 25 fois plus que Spiral2 (cf **Figure 1-9**). Un convertisseur à circulation de mercure est bombardé par le faisceau de proton pour produire un flux de

^a PARRNe : Production d'Atomes Radioactifs Riches en Neutrons

^b IPN : Institut de Physique Nucléaire

^c ALTO : Accélérateur Linéaire auprès du Tandem d'Orsay

^d LEP : synchrotron à électron démantelé aujourd'hui laissant place au synchrotron à proton, le LHC (Large Hadron Collider).

^e EURISOL EUROpean Isotope Separation On-Line

neutrons intense par spallation. Une cible de carbure d'uranium est installée en aval, où sont créés les isotopes radioactifs par fission. Ceux-ci sont accélérés à nouveau par un accélérateur linéaire supraconducteur, capable d'élever l'énergie de certains isotopes à 150 MeV/nucléons.

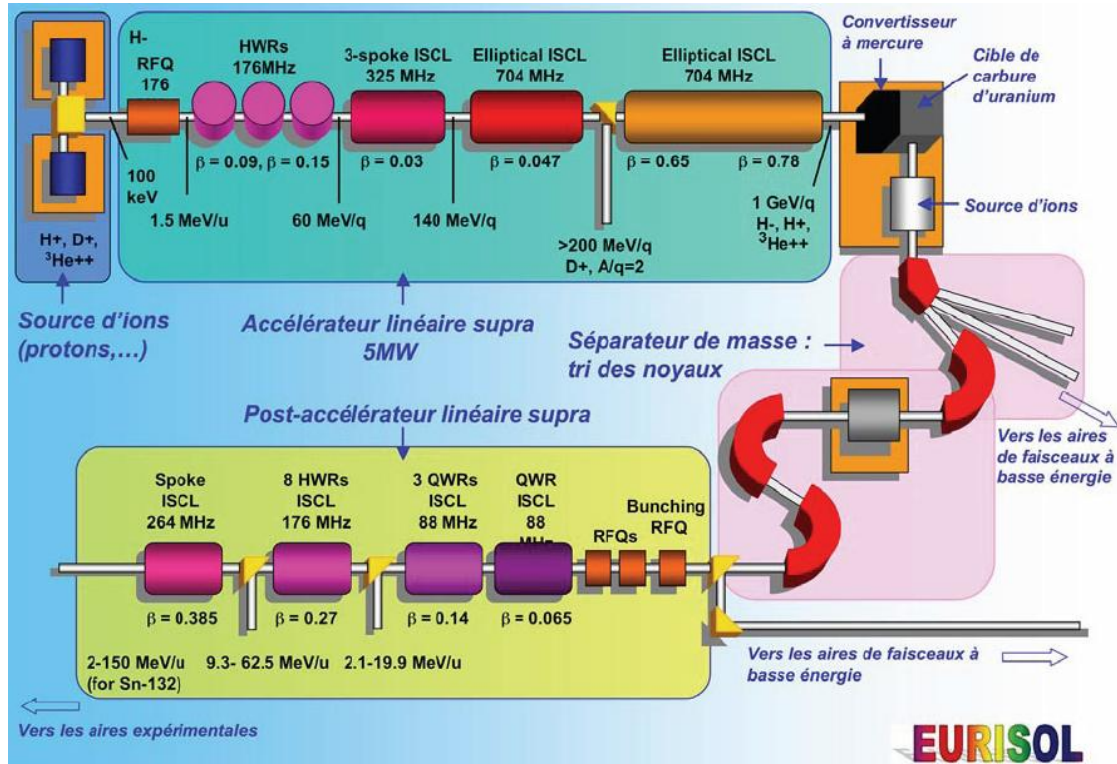


Figure 1-9 : vue schématique de la future installation Eurisol.
Figure extraite de [BLUMENFELD06]

2. L'accélérateur linéaire

2.1 Pourquoi le choix d'un accélérateur linéaire supraconducteur

- 2.1.1 Les différents types d'accélérateurs existant et leur capacité d'accélération
- 2.1.2 Mise en concurrence et justification du choix pour Spiral2
- 2.1.3 Vue d'ensemble

2.2 L'injecteur

- 2.2.1 Les sources d'ions
- 2.2.2 La section basse énergie : le conditionnement du faisceau

2.3 L'accélérateur supraconducteur et les cryomodules B

- 2.3.1 Les boîtes à vannes et cryostat
- 2.3.2 Les cavités accélératrices
 - 2.3.21 *Présentation générale*
 - 2.3.22 *Présentation mécanique*
 - 2.3.23 *Présentation électromagnétique*
- 2.3.3 Les coupleurs de puissance
- 2.3.4 Le système d'accord en fréquence
 - 2.3.41 *Son rôle*
 - 2.3.42 *Le système d'accord des cavités $\beta=0.12$ Spiral2*
- 2.3.5 Les systèmes annexes
 - 2.3.51 *Les systèmes de pompage*
 - 2.3.52 *Les diagnostics*

2.1 Pourquoi le choix d'un accélérateur linéaire supraconducteur

2.1.1 Les différents types d'accélérateurs existant et leur capacités d'accélération

Depuis la fin des années 20, avec la construction de la première structure accélératrice, le milieu des accélérateurs de particules n'a cessé de s'enrichir. Leur utilisation de plus en plus courante et dans des domaines de plus en plus variés a poussé les scientifiques à construire des structures accélératrices très diversifiées. Chaque type a ses propres spécificités, atouts et inconvénients. C'est pourquoi il est essentiel de connaître avant tout les paramètres importants : énergie, intensité, polyvalence, fiabilité, mode de fonctionnement pulsé ou continu, dimensions et bien entendu son coût. Nous tenterons d'élaborer une liste non exhaustive des différentes structures accélératrices les plus courantes en présentant, pour chacune d'elle, leur domaine d'application ainsi que quelques ordres de grandeurs des principaux paramètres. Trois grandes familles d'accélérateurs peuvent être définies en premier lieu : les linéaires ou linacs^a (électrostatiques, structures RF^b non supraconductrices et supraconductrices), les circulaires à orbite fermée^c (synchrotrons) et circulaires à orbite ouverte^d (cyclotrons, FFAG, synchro-cyclotron). Le tableau suivant (cf **Tableau 1-1**) récapitule succinctement leurs différentes caractéristiques. Aucune description n'est faite ici, il conviendra de se référer à [CERN94] pour plus de détails.

^a Linac : LINear Accelerator

^b RF : Radio Fréquence, champ électromagnétique oscillant à des fréquences s'échelonnant de quelques MHz à quelques GHz.

^c Circulaire à orbite fermée : les particules décrivent un cercle durant toute l'accélération. Le rayon reste constant.

^d Circulaire à orbite ouverte : le rayon de courbure augmente au fil de l'accélération. Les particules décrivent une spirale.

Tableau 1-1 : Les différentes technologies existantes pour l'accélération de particules

Type	Applications	Points forts	Energie maximale	Mode d'accélération	Limitations ou contraintes	Dimensions (longueur ou diamètre)	Exemples
Electrostatique	Domestique médical, recherche	Simple, fiable, polyvalent	Qq dizaines de MeV	Continu	Potentiels électriques très élevés. Claquages destructifs, courant faisceau	De qq centimètres à plusieurs dizaines de mètres	Van de Graaf, Tandem Sources
Linac non supraconducteur	Recherche	Fiable, maîtrisé	Pas de limite	Pulsé pour limiter les dissipations ohmiques	Dissipations thermiques, accélération de noyaux légers.	Gain moyen en énergie de l'ordre de 2 MeV/m	Alto, Linac4, DTL
Linac supraconducteur	Recherche	Intensité très élevée, acceptance, rendement RF	Pas de limite	Pulsé ou continu	Nécessite une usine cryogénique, champ accélérateur.	Gain moyen en énergie de l'ordre de 5 MeV/m	Spiral2, ISAC SNS
Synchrotrons	Recherche Source de lumière	Energie maximale et intensité élevées.	De plusieurs GeV à qq TeV	Pulsé car cycle d'accélération	Energie d'injection élevée, champs et fréquence rampés	qq centaines de mètres à plusieurs dizaines de kilomètres	LEP, LHC, ESRF
Cyclotrons	Médical, recherche, industries	Fiable, industrialisable, polyvalence	Qq dizaine de MeV	continu	Perte de synchronisme pour les particules relativistes	Qq centimètres à qq mètres	Ganil, Triumf, PSI
Synchrocyclotrons	Médical, recherche	Energie plus élevée que cyclotron	Qq centaines de MeV	Pulsé car cycle d'accélération	Fréquence rampée	Qq mètres	CPO
FFAG (Fixed Field Alternating Gradient)	Médical, recherche	Acceptance, Intensité très élevée	Qq centaines de MeV	Quasi-continu (plusieurs kHz)	Conception des aimants très délicate, Energie d'injection élevée	Qq mètres	Mark 2 et 5 KEK.

2.1.2 Mise en concurrence et justification du choix pour Spiral2

Ayant connaissance des différentes structures accélératrices existantes, nous pouvons justifier pourquoi la solution d'un accélérateur linéaire supraconducteur a été retenue pour Spiral2. En prenant uniquement en considération les besoins définis par les physiciens, l'accélérateur doit :

- Permettre de générer un flux de neutrons continu et suffisant afin d'atteindre le taux de fissions escompté de 10^{14} fissions/secondes.
- Accélérer des deutons jusqu'à une énergie d'environ 40 MeV.
- Accélérer diverses espèces plus massives à plus de 10 MeV/ nucléons.

Le premier critère limite considérablement le choix parmi les différents accélérateurs possibles. En effet un taux de fission de 10^{14} fissions/secondes continu signifie qu'il faut au minimum un courant continu de deutons de quelques mA en considérant les sections efficaces des réactions [GANIL06]. Ainsi d'après le **Tableau 1-1**, on s'aperçoit très rapidement que seules les structures électrostatiques, RF supraconductrices, cyclotrons ou FFAG sont capables d'accélérer un courant continu de particules. Les deux critères suivants, viennent définitivement exclure l'utilisation d'un accélérateur électrostatique, incapable d'atteindre de telles énergies pour des espèces aussi massives. Les FFAG, quant à eux, souffrent de la complexité du design des aimants. Ils sont en théorie des candidats potentiels mais leur réelle capacité d'accélération n'a été que très peu expérimentée. Finalement les cyclotrons, accélérateurs pourtant fiables et bien maîtrisés sont pénalisés par la difficulté de l'extraction du faisceau à de telles puissances (jusqu'à 200 kW) pouvant entraîner une forte activation des matériaux sujets aux pertes faisceau ainsi que par leur manque d'évolutivité comparé aux accélérateurs linéaires.

Ainsi les cavités accélératrices supraconductrices sont les candidates les plus appropriées de nos jours pour répondre aux besoins de Spiral2.

Cependant, comme énoncé dans le **Tableau 1-1**, l'utilisation de la technologie supraconductrice complexifie largement non seulement la conception de l'accélérateur mais aussi son utilisation future. Lorsque l'on parle de supraconductivité dans le domaine des accélérateurs, ceci impose de travailler à la température de l'hélium liquide, c'est à dire en dessous de 4.2K (soit -269°C). L'installation requiert donc un liquéfacteur d'hélium et tout un système pour la gestion des fluides cryogéniques. De telles conditions de température impliquent également l'isolement thermique des cavités à l'intérieur de cryostats pour diminuer au maximum les pertes avec l'extérieur, et réduire ainsi au maximum le coût de l'usine cryogénique.

Les cavités accélératrices, nous le verrons plus en détail dans le chapitre 2, sont des systèmes résonants ayant un facteur de qualité très élevé. Ceci les rend extrêmement sensibles à la moindre perturbation extérieure (variation de pression, vibrations extérieures, variation de température). Tout l'environnement des cavités accélératrices supraconductrices doit être étudié et contrôlé afin de ne pas altérer leurs performances.

La construction d'un tel accélérateur est un réel défi technologique. Un lourd travail de R&D a été effectué à ce jour, ayant montré, après avoir testé plusieurs cavités dans les modules accélérateurs, que les performances demandées ont été atteintes.

2.1.3 Vue d'ensemble

Un accélérateur linéaire, quelque soit son application, est divisé en plusieurs parties, ayant chacune une fonction bien précise. Chaque partie, est composée d'une ou plusieurs mailles, se répétant au besoin. L'accélérateur linéaire supraconducteur Spiral2, d'environ 65 mètres de long est lui divisé en 4 parties (cf. **Figure 1-10**): les sources d'ions (A), la partie pré-accelération et conditionnement du faisceau (B), une partie moyenne énergie (C) et une dernière partie haute énergie (D). Chaque partie sera brièvement décrite dans la partie suivante.

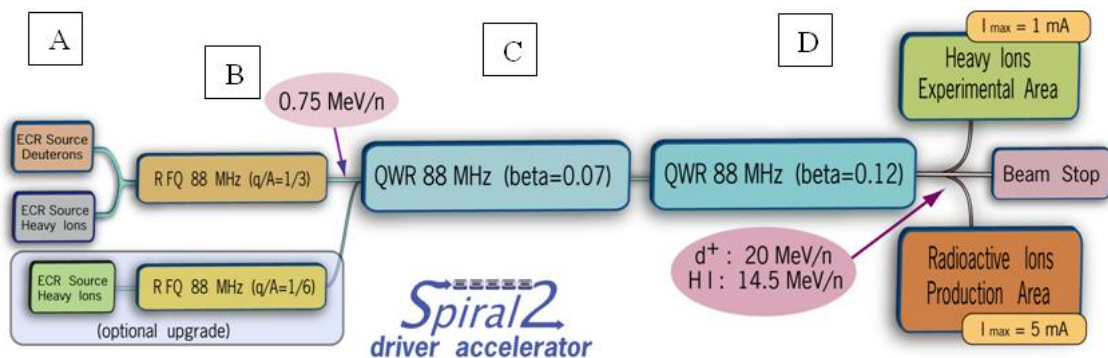


Figure 1-10 : décomposition de l'accélérateur Spiral2 en 4 parties. Figure extraite de [JUNQUERA06]

La construction de l'accélérateur a été divisée en plusieurs lots, répartis entre plusieurs laboratoires français (cf **Figure 1-11**). Des collaborations ont été également établies avec différents partenaires étrangers.

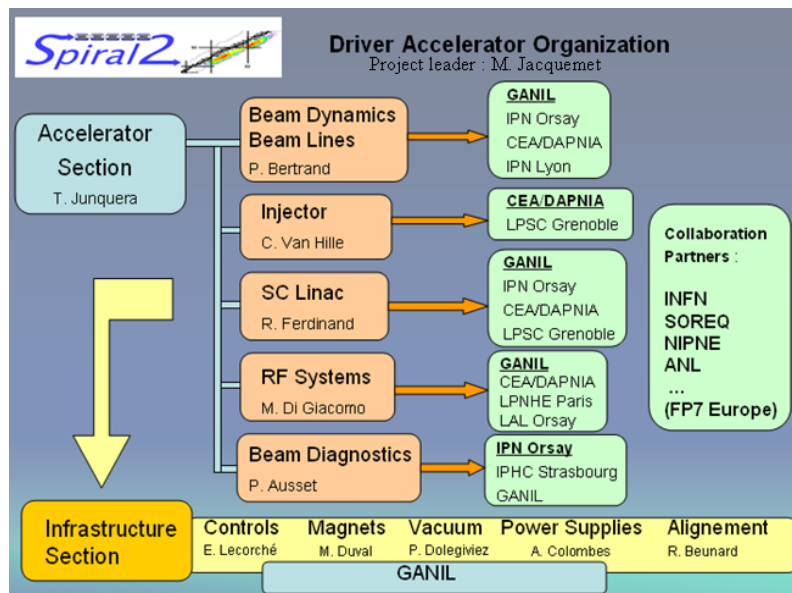


Figure 1-11 : répartition des tâches pour la construction de l'accélérateur et responsables. Figure extraite de [JUNQUERA08]

2.2 L'injecteur

Le terme d'injecteur comprend les sources d'ions et la partie de pré-accélération et conditionnement du faisceau. Toute cette partie est coordonnée par le CEA/DAPNIA.

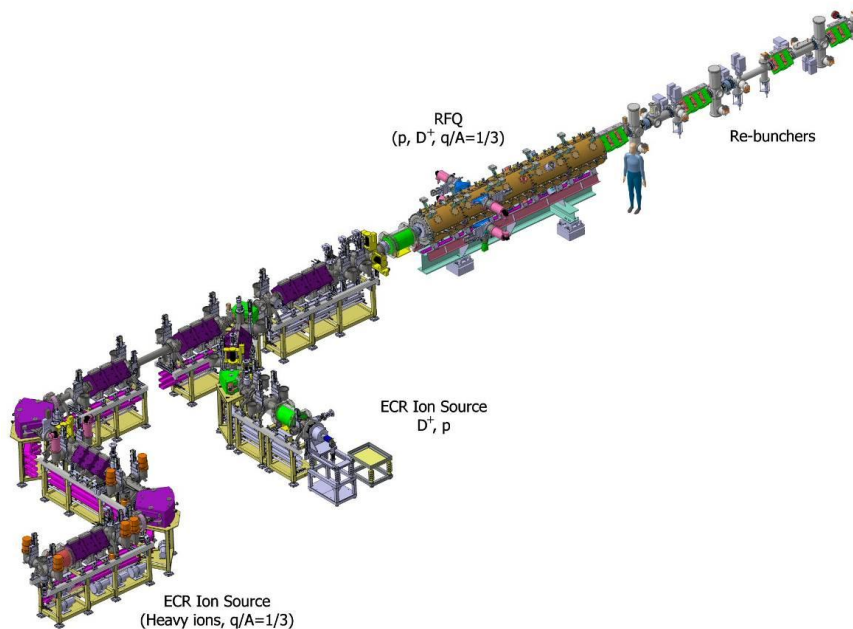


Figure 1-12 : Injecteur Spiral2. Figure extraite de [FERDINAND08]

2.2.1 Les sources d'ions

Les sources d'ions seront au nombre de deux dans un premier temps. Une source est dédiée à la production de deutons et protons et la seconde (cf **Figure 1-13a**) à la production d'ions plus lourds, ayant comme rapport charge sur masse de un tiers (ex : O^{6+} , Ar^{12+} , ...).

Une extension possible, serait l'ajout d'une source produisant des ions ayant un rapport charge sur masse de un sixième (ex : Ca^{8+} , Kr^{14+} , ...) [GANIL06].

Les sources utilisées seront des sources dites ECR^a. Un plasma de gaz est confiné à l'aide d'un champ magnétique intense créée par deux bobines et un aimant multipolaire (cf **Figure 1-13b**). L'ionisation des atomes du plasma est obtenue en injectant une onde électromagnétique de quelque GHz. Des électrons sont accélérés jusqu'à quelques keV et arrachent les électrons des atomes. Les ions ainsi produits sont extraits du plasma à l'aide d'un champ électrostatique de quelques dizaines de kVolts.

^a Electron Cyclotron Resonance source

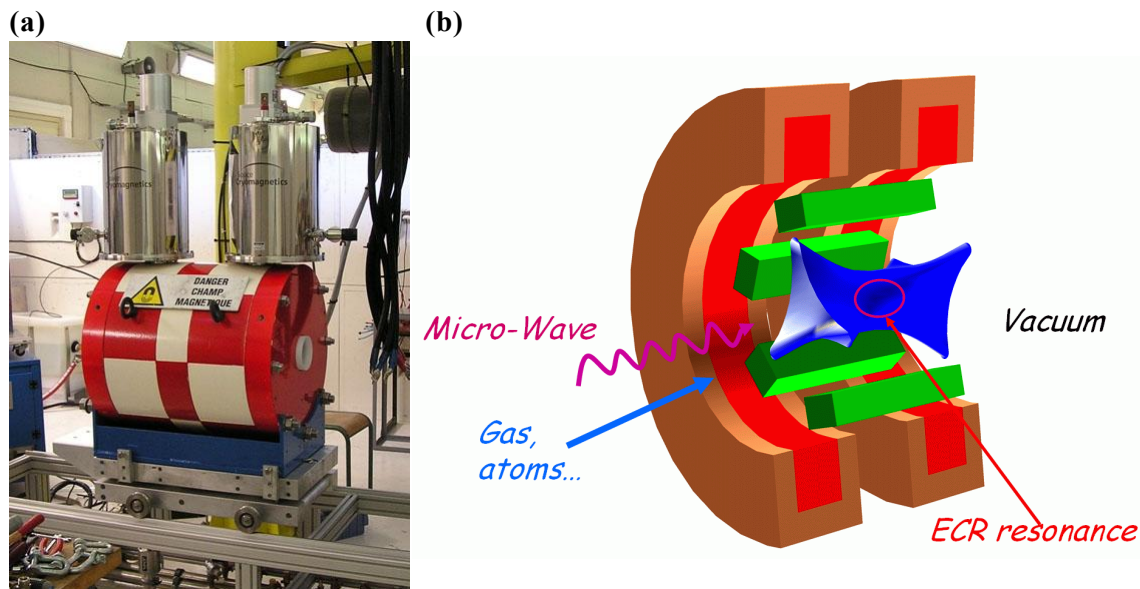


Figure 1-13 : (a) : Source ECR Spiral2 pour les ions $q/A = 1/3$. (b) : Schéma de principe d'une source ECR. Les bobines (orange) et les aimants (vert) confinent le plasma (bleu). L'onde électromagnétique (rose) entraîne l'ionisation du plasma. Figure extraite de [FERDINAND08]

2.2.2 La section basse énergie : le conditionnement du faisceau

Après l'étage de production d'ions, il est nécessaire d'adapter le faisceau de particules sortant de la source au mode d'accélération de la structure. Le flux de particules étant continu en sortie de source, et les cavités accélératrices ne pouvant accélérer les particules que dans certaines phases, une structure intermédiaire de conditionnement du faisceau est insérée. Celle-ci permet de convertir le flux continu en paquets avec un cycle de répétition égal à la fréquence des cavités accélératrices.

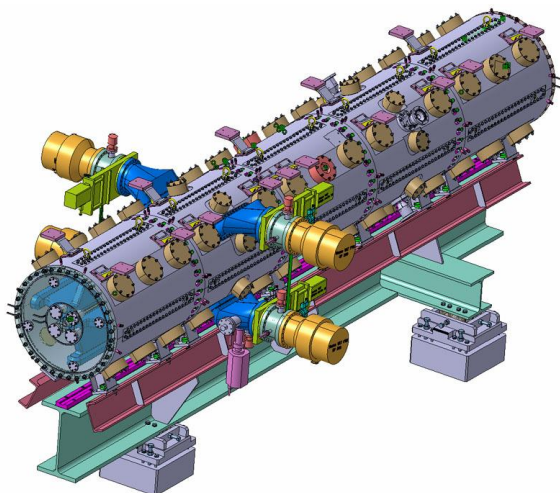
Pour Spiral2, cette opération est effectuée à l'aide d'un RFQ^a (cf. **Figure 1-14a**). Cette structure faite en cuivre, est alimentée par une onde électromagnétique d'une fréquence de 88 MHz. Cet élément cylindrique est divisé en quatre tronçons longitudinaux formant quatre pôles. Leur polarisation, inversée par rapport à leurs deux voisins, permet de créer un moment transverse quadripolaire au centre. Ceci a pour effet de focaliser le faisceau afin de compenser la force de répulsion entre les ions du faisceau tous chargés positivement.

En plus de la focalisation, le RFQ a pour but de pré-accélérer et de diviser le faisceau en paquets. Ceci est obtenu par ondulation des pôles. (cf **Figure 1-14b**). Un champ électrique avec une composante longitudinale est créée, forçant les particules à se regrouper (les particules en retard par rapport à la particule au centre de l'ondulation sont accélérées, celles en avance sont freinées).

En sortie du RFQ, trois éléments supplémentaires appelés re-buncher (cf **Figure 1-12**) maintiennent le faisceau en paquet et l'adaptent aux conditions d'entrée de l'accélérateur supraconducteur.

^a RFQ : Radio Frequency Quadrupole

(a)



(b)

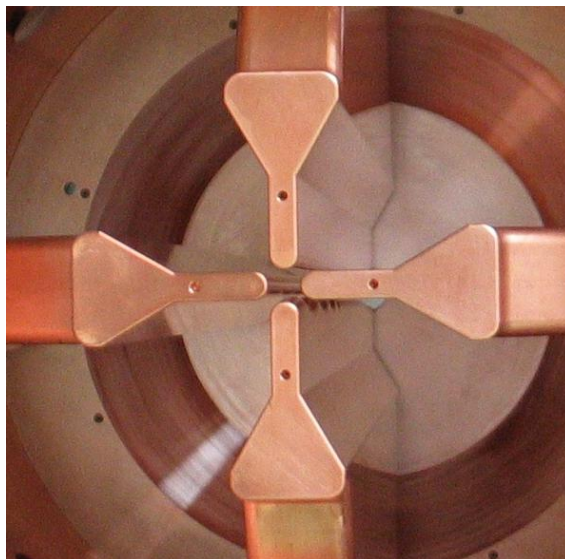


Figure 1-14 : (a) : Vue générale du RFQ Spiral2. (b) : Photo intérieure du RFQ Spiral2. Vue sur les quatre pôles produisant le champ quadripolaire. L'ondulation des pôles est visible.

2.3 L'accélérateur supraconducteur et les cryomodules B

La dernière partie de l'accélérateur se décompose en deux motifs (cf **Figure 1-15**). Le premier, est composé de 12 modules supraconducteurs (cryomodule A) comprenant chacun une cavité supraconductrice. Entre chaque module, deux quadripôles et une boîte de diagnostique faisceau sont installés. Les quadripôles, composés d'aimants quadripolaires, focalisent le faisceau dans le plan transverse. Les boîtes de diagnostics comprennent chacune un système de pompage ainsi que l'instrumentation permettant de contrôler la position, la forme du faisceau et le courant de particule.

Le deuxième motif, est composé de sept modules accélérateurs (cryomodule B), comprenant cette fois-ci deux cavités supraconductrices. Les éléments de focalisation et les boîtes de diagnostics sont disposés entre chaque module. On remarque que dans cette partie de plus haute énergie les quadripôles sont plus espacés. La vitesse des particules accélérées étant plus élevée, la distance entre les éléments de focalisation peut donc être augmentée.

Le choix d'utiliser des éléments de focalisation « chauds » à la place d'aimants supraconducteurs intégrés dans les cryomodules facilite la maintenance, limite les erreurs d'alignement et permet l'intégration d'une partie de l'instrumentation de diagnostique du faisceau.

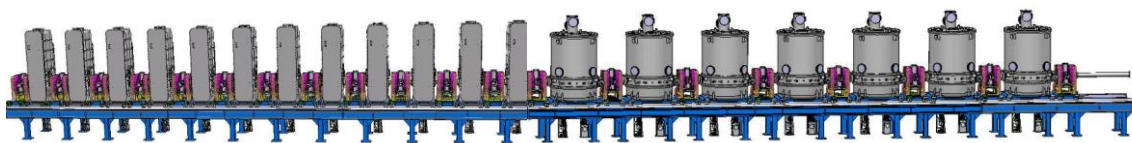


Figure 1-15 : vue d'ensemble de l'accélérateur supraconducteur composé de 12 cryomodules A, 7 cryomodules B et 20 quadripôles de focalisation. Sa longueur est d'environ 35 mètres. Figure extraite de [FERDINAND08]

Toute la suite de la présentation se limitera à la description du cryomodule B, système sur lequel toute l'étude décrite dans ce manuscrit a été faite. Chaque sous-partie du cryomodule est passée en revue par la suite.

2.3.1 Les boîtes à vannes et cryostat

Comme expliqué précédemment, chaque module accélérateur doit être refroidi à la température de l'hélium liquide à une pression absolue de 1150 mbar c'est à dire environ 4.3K. La gestion de l'alimentation en fluide cryogénique est assurée à l'aide d'une boîte à vannes (cf **Figure 1-16**). Chaque cryomodule est géré par une boîte à vanne. Ce choix a été fait afin de faciliter l'exploitation de la machine. En effet, en cas de panne d'un cryomodule, celui-ci peut être isolé, réchauffé et réparé sans avoir besoin d'arrêter la circulation d'hélium liquide du reste de l'accélérateur. Ceci permet également une mise en froid progressive de la machine. Chaque cryomodule est descendu en température, très rapidement, l'un après l'autre, afin de limiter certains phénomènes susceptibles de dégrader les performances accélératrices des cavités (cf **Partie 4, L'effet 100K**).

Les boîtes à vannes gèrent l'approvisionnement de deux circuits de refroidissement en parallèle, en fonction de la consommation du module. Le premier circuit est la boucle d'hélium liquide circulant en légère surpression (~ 150 mbar) par rapport à la pression atmosphérique. Il doit maintenir les cavités à 4.3K tout en gardant une pression très stable et ceci pour des puissances dissipées par les cavités accélératrices de 10 Watts environ au champ nominal. Ceci implique une régulation très fine de l'ordre de plus ou moins 1 mbar pour les variations rapides (< 1 s) et de plus ou moins 15 mbar pour les variations plus lentes (> 5 minutes) afin de ne pas perturber le bon fonctionnement des cavités. Le deuxième circuit, hélium gaz à environ 60K pressurisé à 15 bars, intercepte une partie de la charge thermique provenant de l'interface du cryomodule et de la boîte à vannes. Il réduit notablement la consommation du circuit primaire en interceptant le rayonnement thermique provenant des surfaces à la température ambiante, et la charge par conduction des différents éléments en contact avec la cavité : coupleur de puissance, système d'accord, tirants de maintien.

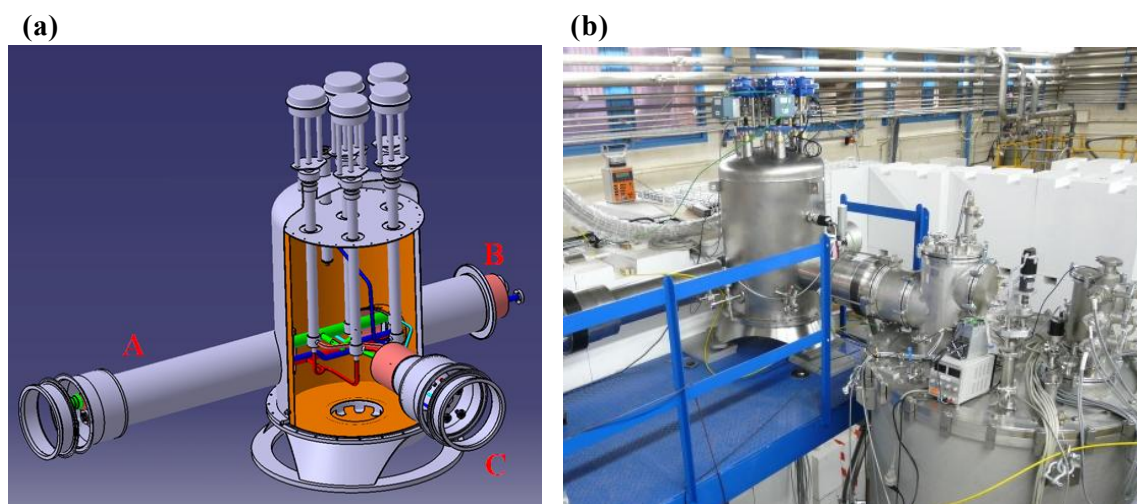


Figure 1-16 : (a) : boîte à vannes Spiral2. Le bras A (B) est relié à la boîte à vanne précédente (suivante), le bras C au cryomodule. (b) : Photo d'une boîte à vanne reliée à son cryomodule. Prise dans la salle de test Spiral2 à l'IPN d'Orsay, décembre 2007 lors du test de qualification.

Le cryomodule associé est placé en contrebas de la boîte à vannes. Le circuit secondaire à 60K, à l'intérieur du cryomodule consiste en un serpentin circulant tout autour d'un écran en cuivre entourant totalement le circuit primaire à 4.2K (cf **Figure 1-17a**). Des thermalisations, bandes de cuivre, relient le circuit secondaire aux éléments formant un

pont thermique entre le 300K et le 4K. Ils sont placés à l'endroit où la pièce avoisine 60K afin d'intercepter un maximum de flux venant du 300K sans pour autant ajouter un flux vers le 4K [SAUGNAC08].

Pour ce qui est du circuit primaire (cf **Figure 1-17b**), celui-ci est composé, dans le sens de circulation d'hélium, d'un réservoir tampon de 26 litres (A), de deux voies de remplissages (B et C) et du réservoir entourant la cavité, appelé aussi tank hélium (D). Une mesure de niveau du réservoir tampon est possible grâce à une sonde supraconductrice insérée dans celui-ci. L'hélium liquide arrive depuis la boîte à vanne (1).

En fonctionnement normal, si de l'hélium liquide est détecté dans le réservoir (A), le remplissage est effectué par le haut, c'est à dire que l'hélium arrive directement dans le réservoir, alimentant par le haut le piquage central des deux tanks hélium (C). Ainsi le niveau dans le réservoir est régulé en continu à 40% via la boîte à vanne.

Lors d'une mise en froid, le remplissage s'effectue par le bas (B) afin de profiter des vapeurs froides, pré-refroidissant le tank hélium et le réservoir tampon. Le circuit (E), permet d'établir l'équilibre entre le réservoir tampon et le tank hélium (principe des vases communicant). La position du réservoir tampon par rapport au tank hélium assure la présence d'hélium liquide jusqu'en haut de la cavité lorsque le niveau est bas dans le réservoir. L'évacuation des gaz s'effectue par les deux piquages supérieurs du tank hélium et débouche sur le haut du réservoir hélium, pour repartir vers la boîte à vannes. La tubulure du circuit primaire a été dimensionnée de sorte que les pertes de charges du gaz restent négligeables et que le nombre de Reynolds^a reste inférieur à 3000. Ceci permet non seulement qu'aucune augmentation de la pression ne perturbe le fonctionnement de la cavité et que l'écoulement reste laminaire (aucune vibration causée par des turbulences).

Des soupapes et disques de ruptures sont présents sur le circuit hélium et le vide d'isolement afin de protéger l'intégrité du cryostat en cas où la pression dépasserait 1500 mbars absolue.

Afin de réduire les pertes par rayonnement, plusieurs couches de super-isolation^b sont disposées autour de l'écran cuivre et du circuit primaire. Les pertes statiques du cryomodule seul ont été évaluées dans cette configuration à environ 11 Watts pour le circuit primaire et 60 Watts pour le secondaire en considérant les pertes par conduction et rayonnement [SAUGNAC08]. Les pertes par convection sont totalement négligeables grâce au vide d'isolement.

L'enceinte à vide du cryomodule, faite en acier inoxydable, est démontable en quatre parties afin de faciliter le montage en salle blanche et l'intégration de tous les éléments :

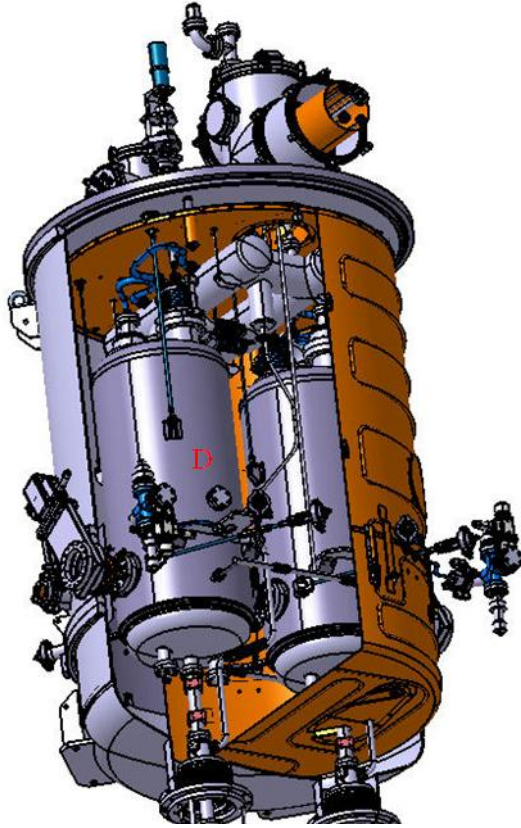
- La platine supérieure où sont suspendus les cavités, l'écran cuivre et le réservoir tampon.
- La rehausse supérieure.

^a Nombre de Reynolds : ce nombre adimensionnel noté Re est utilisé en mécanique des fluides afin d'évaluer la nature de l'écoulement. Celui-ci est dit laminaire lorsque les forces de viscosités sont très supérieures aux forces d'inertie du fluide. Dans le cas contraire, l'écoulement est dit turbulent. La transition laminaire-turbulent s'effectue pour un nombre de Reynolds entre 2300 et 3000.

^b Super-isolation : empilement de feuilles de mylar® aluminisées séparées par un espaceur polymère. Les feuilles aluminisées, ayant un coefficient de réflexion important, renvoient le rayonnement thermique. L'espaceur polymère réduit notablement la conduction thermique entre chaque couche réfléchissante. Il est d'usage de superposer une vingtaine de couches sur les écrans thermiques à 80K et une quinzaine de couches sur les parties à 4K.

- La rehausse intermédiaire, traversée par le tube faisceau et fermée par deux vannes tout métal. Les tirants latéraux et les brides de pompage pour le vide d'isolement et des coupleurs sont également fixés sur cette partie.
- Le fond du cryomodule, où sont fixés les coupleurs de puissances.

(a)



(b)

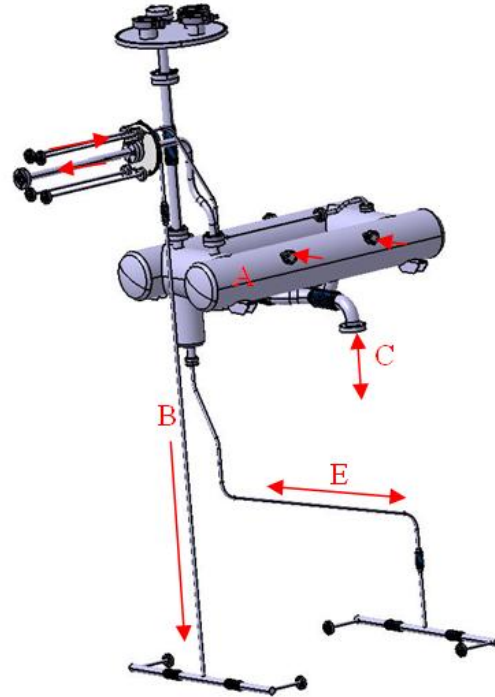


Figure 1-17 : (a) : Vue intérieure du cryomodule B. Le circuit secondaire parcourt en serpentins l'écran en cuivre recouvrant l'ensemble du circuit primaire. (b) : Vue du circuit primaire isolé. Les flèches représentent le sens de circulation possible de l'hélium. Figure extraite de [SAUGNAC08].

2.3.2 Les cavités accélératrices Spiral2

2.3.21 Présentation générale

Cette partie, comme énoncé précédemment, ne traite que de manière descriptive de chaque composant du cryomodule. Ainsi aucune justification technologique sur les cavités accélératrices n'est abordée ici. Cependant, comme énoncé auparavant, il est nécessaire d'utiliser la technologie supraconductrice. Ceci implique l'utilisation du Niobium, actuellement seul matériau supraconducteur adapté aux cavités accélératrices (cf. **partie 2, Les matériaux supraconducteurs utilisables pour l'accélération de particules**). Les cavités accélératrices choisies, que ce soit pour les cryomodules A et B, sont appelées cavité quart-d'onde. Elles ont été développées pour accélérer des ions lourds, c'est à dire, des particules ayant une vitesse bien inférieure à celle de la lumière aux énergies requises. Celles-ci autorisent également l'utilisation de fréquences relativement basses tout en ayant un encombrement limité. Opérer à basse fréquence réduit notablement les pertes causées par la résistance de surface (cf. **partie 2, Résistance de surface réelle**). Les cavités Spiral2 sont accordées à la fréquence de 88.0525 MHz.

2.3.22 Présentation mécanique

Le choix de la fréquence a défini la taille de la cavité. La longueur d'onde λ à cette fréquence est définie par le rapport de la vitesse de la lumière c par la fréquence f , c'est-à-dire $\lambda=3.41\text{m}$. Une quart d'onde a donc une dimension d'environ un quart de la longueur d'onde soit 0.85 m. Elle se représente grossièrement comme une ligne coaxiale de 380 mm de diamètre et 980 mm de hauteur, où le conducteur interne est en court-circuit avec le conducteur extérieur d'un côté, et en circuit ouvert de l'autre. La noix à l'extrémité du bras intérieur (stem), traversé par un cylindre creux, matérialise avec les deux tubes extérieurs le tube faisceau. Plus de détails sur la conception et l'optimisation de la cavité sont disponibles dans [OLRY08].

La cavité est ouverte par sept piquages ayant chacun un rôle bien précis :

- Deux piquages, placés horizontalement sur la partie latérale de la cavité, définissent le tube faisceau.
- Deux piquages sur la partie supérieure permettent l'insertion de systèmes d'accord en fréquence.
- Un piquage central sur la partie inférieure permet l'insertion de l'antenne du coupleur électromagnétique de puissance (cf. **Figure 1-21**)
- Deux piquages décentrés sur la partie inférieure permettent l'installation d'antennes de diagnostics, mesure effective du champ électromagnétique dans la cavité.

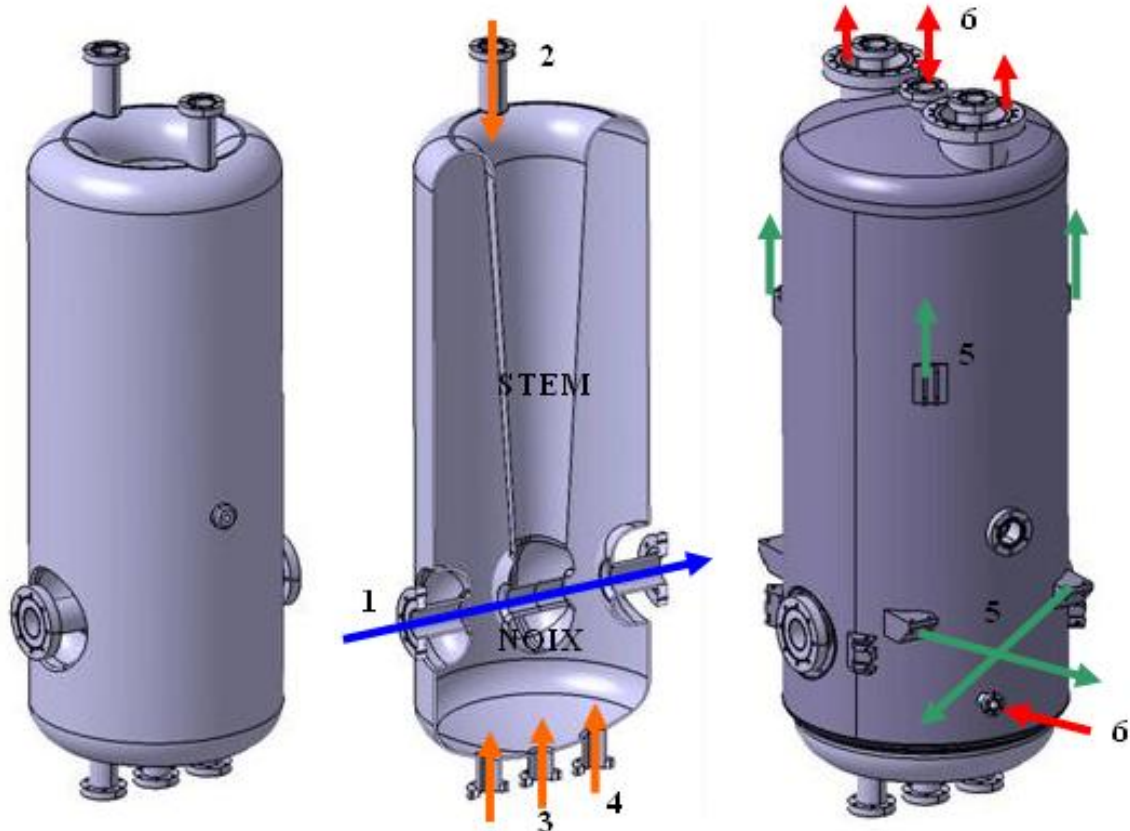


Figure 1-18 : cavité accélératrice supraconductrice type B du projet Spiral2. De gauche à droite : vue complète de la cavité, tranche verticale dans l'axe faisceau et vue de la cavité habillée du tank hélium. La flèche bleue (1) représente l'axe faisceau. En orange (3 et 4), les différents piquages pour l'équipement de la cavité (système d'accord, antennes). En vert, points de fixation de la cavité (5). En rouge (6), le sens de circulation d'hélium

Afin de refroidir efficacement la cavité à l'aide d'hélium liquide tout en limitant les dissipations, la cavité n'est pas totalement immergée dans le liquide. La cavité est habillée d'un réservoir l'entourant en partie, espacé d'environ 14 mm (cf **Figure 1-18**). Le fond de la cavité n'est pas recouvert par le tank afin de réduire les coûts de fabrication. Il a été montré que la conduction thermique suffisait à garder le fond suffisamment froid malgré la charge thermique apportée par le coupleur de puissance et les dissipations du champ électromagnétique [SAUGNAC06]. Le tank est en titane, matériau ayant un coefficient de dilatation thermique^a très proche de celui du Niobium et une masse volumique peu élevée. Les contraintes dues aux rétreints thermiques sont donc limitées.

Chaque cavité est maintenue dans le cryomodule à l'aide de 7 tiges creuses en acier inoxydable reliées au tank hélium (cf **Figure 1-19a**). Trois tirants fixés sur la platine supérieure du cryomodule maintiennent la cavité verticalement et quatre autres tirants, permettent de stabiliser la cavité dans le plan horizontal. Les sept attaches du côté du cryomodule ressortent à l'extérieur. Le réglage de la longueur des tirants est possible à l'aide d'écrous. Ainsi les cavités peuvent être alignées en fonctionnement.

L'alignement des cavités est réalisé à l'aide de deux mires fixées sur le tank hélium et d'un inclinomètre et deux autres mires intégrées dans l'enceinte du cryomodule (cf **Figure 1-19b**). Des lunettes de visée, installées sur le bâti, permettent de vérifier

^a Coefficient de dilatation thermique : exprimé en K^{-1} , il relie la variation relative de la longueur d'un matériau en fonction de la variation de la température.

l'alignement des quatre mires. Le projet a fixé une tolérance de ± 1 mm sur l'alignement des cavités, cryomodules et bâti [APD06].

Les cavités sont équipées toutes les deux d'un blindage magnétique passif. Elles sont totalement entourées d'un matériau à très forte perméabilité magnétique^a, Cryoperm®, un matériau gardant ses propriétés magnétiques à froid. Nous verrons dans la partie 3, l'importance d'un tel blindage sur des cavités supraconductrices. Le champ magnétique terrestre, à lui seul peut augmenter les dissipations de la cavité de plusieurs Watts. Le blindage n'étant pas totalement défini, aucun détail n'est donné ici.

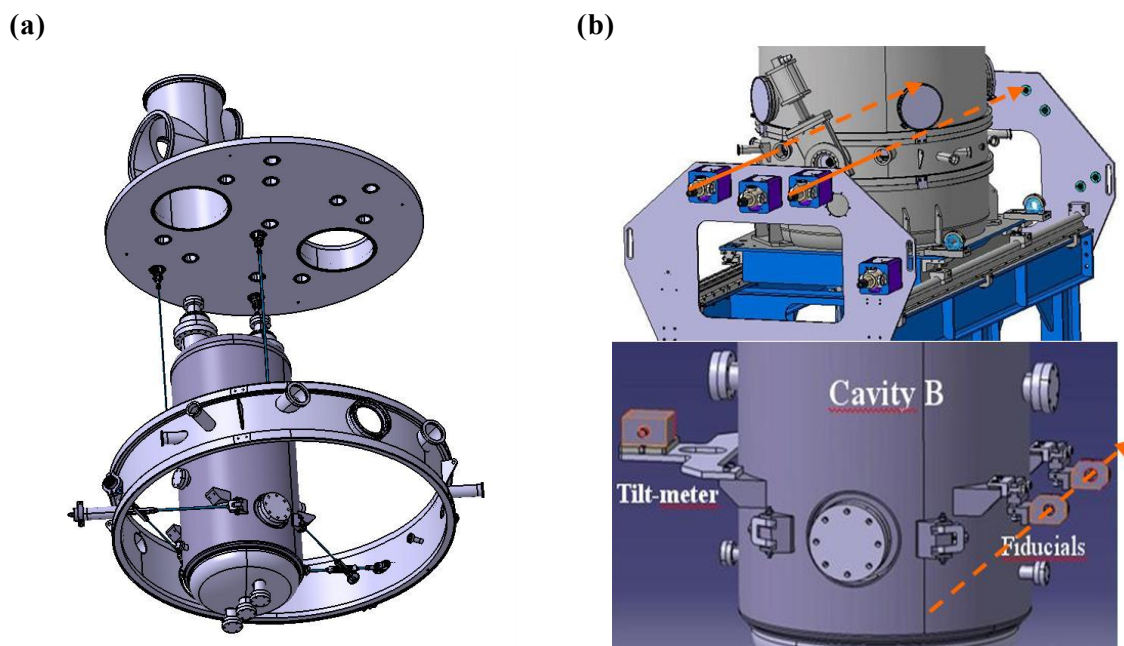


Figure 1-19 : (a) : Fixation d'une cavité à l'intérieur du cryomodule par 7 tiges réglables (3 verticales et 4 horizontales). (b) Outillage d'alignement des cavités installées sur la cavité et le cryomodule. Des lunettes de visée permettent d'aligner les quatre mires d'une cavité et du cryomodule. Figures extraites de [SAUGNAC08].

2.3.23 Présentation électromagnétique

Les cavités accélératrices installées dans les cryomodules type B ont été développées à l'IPN d'Orsay^b. Le champ accélérateur nominal des cavités type B, dont nous donnerons la définition dans la partie 2, est de 6.5 MV/m. A ce champ, chaque cavité doit dissiper une puissance inférieure à 10 Watts [APD06] afin de limiter la puissance et donc le coût de l'usine cryogénique.

Leur géométrie a été inspirée de celle des cavités quart-d'onde d'Argonne^c et de l'INFN Legnaro^d [OLRY08]. Des modifications importantes ont été apportées afin d'en modifier la fréquence de résonance, soit 88.0525 MHz pour le projet Spiral2, et de les adapter à des particules ayant une vitesse avoisinant 12% de la vitesse de la lumière. De

^a Perméabilité magnétique : exprimé en H/m, il représente la capacité d'un matériau à canaliser les lignes de champ magnétique.

^b IPN d'Orsay : Institut de Physique Nucléaire d'Orsay. UMR 8608. <http://ipnweb.in2p3.fr>

^c Argonne National Lab : <http://www.anl.gov/>

^d INFN Legnaro : Istituto Nazionale di Fisica Nucleare de Legnaro. www.infn.it

plus, un lourd travail d'optimisation a été effectué pour que les champs pics électriques (noté E_{pk}) et magnétiques (noté B_{pk}) restent en dessous de respectivement 40 MV/m et 80 mT^a lorsque la cavité est au champ nominal. Ceci nous permet de définir deux rapports E_{pk}/E_{acc} et B_{pk}/E_{acc} , valeurs très facilement accessibles lors des simulations électromagnétiques. Les valeurs énoncées précédemment imposent donc $E_{pk}/E_{acc} < 6.15$ et $B_{pk}/E_{acc} < 12.3$ mT/MV/m.

Le développement de ces cavités a été fait à l'aide des codes électromagnétiques MAFIA et MicroWave Studio^b. Aucun détail des différentes optimisations géométriques n'est donné ici, cependant un résumé est disponible sur [OLRY08].

Finalement, le meilleur compromis trouvé donne $E_{pk}/E_{acc} = 4.8$ et $B_{pk}/E_{acc} = 9.4$ mT/MV/m, valeurs très acceptables afin de garantir de bonnes performances.

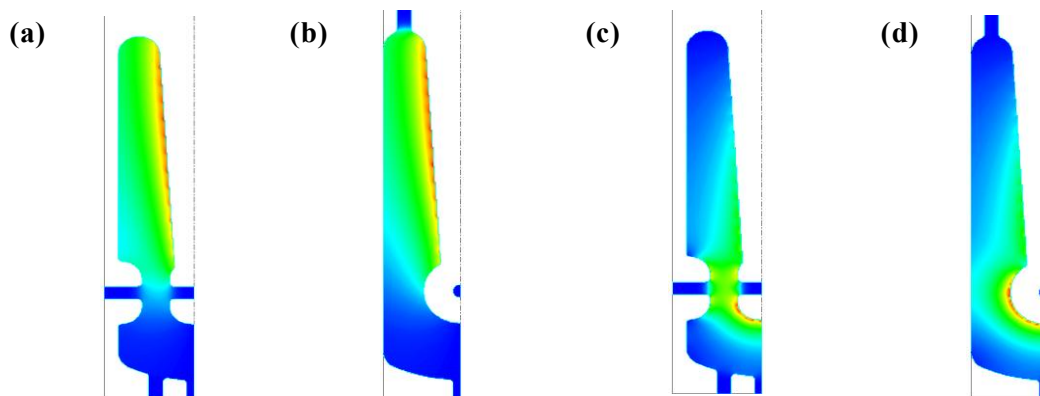


Figure 1-20 : De gauche à droite, répartition du champ magnétique dans la cavité dans l'axe faisceau (a) et perpendiculairement à l'axe (b). Répartition du champ électrique dans la cavité dans l'axe faisceau (c) et perpendiculairement à l'axe (d). Les champs les plus intenses sont représentés en rouge et les moins intenses en bleu. Réalisées avec CST Microwave studio.

Nous pouvons récapituler les différents paramètres de la cavité $\beta = 0.12$ Spiral2 :

Tableau 1-2 : Récapitulatif des différents paramètres de la cavité

β optimal (v/c)	0.12	E_{pk}/E_{acc}	4.8
Fréquence ^c	88.0525 MHz	B_{pk}/E_{acc}	9.4 mT/MV/m
$\beta \cdot \lambda = L_{acc}$	0.41 m	r/Q	515 Ω
Champ accélérateur nominal normalisé par rapport à $\beta \cdot \lambda$	6.5 MV/m	Pertes maximales au champ nominal (Q_0 associé minimal)	10 Watts ($1.38 \cdot 10^9$)
Résistance BCS à 4.2K	~ 3 n Ω	Résistance équivalente de surface maximale pour $P < 10$ W	34 n Ω
G	47	$K = (r/Q)^{1/2}/L_{acc}$	55.4 Ω/m
Tension nominale	2.66 MV	Diamètre tube	44 mm

^a Ces objectifs sont certes loin des limites théoriques et mêmes des performances obtenues de nos jours en laboratoire mais ils sont malgré tout considérés comme ambitieux dans le cadre d'une série et d'une exploitation de machine au regard de l'état de l'art actuel.

^b Mafra et MicroWave Studio : <http://www.cst.com>

^c Le mode à 88 MHz correspond au premier mode de résonance. Le deuxième mode est lui aux environs de 251 MHz.

2.3.3 Les coupleurs de puissance

Cette partie critique du cryomodule a été développée par le service accélérateur du LPSC de Grenoble^a. A noter que le coupleur de puissance est identique quelque soit le type de cryomodule afin de réduire au maximum le prix de revient et de faciliter la maintenance. Son rôle est de transmettre à la cavité étant à 4.2K, la puissance électromagnétique provenant de l'amplificateur de puissance RF par des guides d'onde coaxiaux, étant à 300K. Nous voyons ici toute la difficulté de conception du coupleur de puissance. Il doit à la fois transmettre parfaitement au maximum 12.8 kWatts de puissance électromagnétique en continu tout en amenant sur la cavité une puissance thermique par conduction inférieure à 1 Watt. La transmission de l'onde électromagnétique dans la cavité est effectuée à l'aide d'une antenne en cuivre creuse (1), insérée par le port coupleur (cf. **Figure 1-18**), port central sur le bas de la cavité). L'antenne est mise en contact électrique avec l'âme du guide d'onde (type coaxial) en traversant une céramique (4) (cf. **Figure 1-21a**). Celle-ci permet de séparer le vide cavité de l'atmosphère extérieure. Une manchette en acier inoxydable d'une épaisseur de 0.7 mm (2) recouverte sur la face intérieure par un dépôt de cuivre de 20 microns joue le rôle de conducteur externe. Deux thermalisations^b sur le circuit primaire à 4.2K et le circuit secondaire à 60K interceptent le flux thermique provenant du 300K.

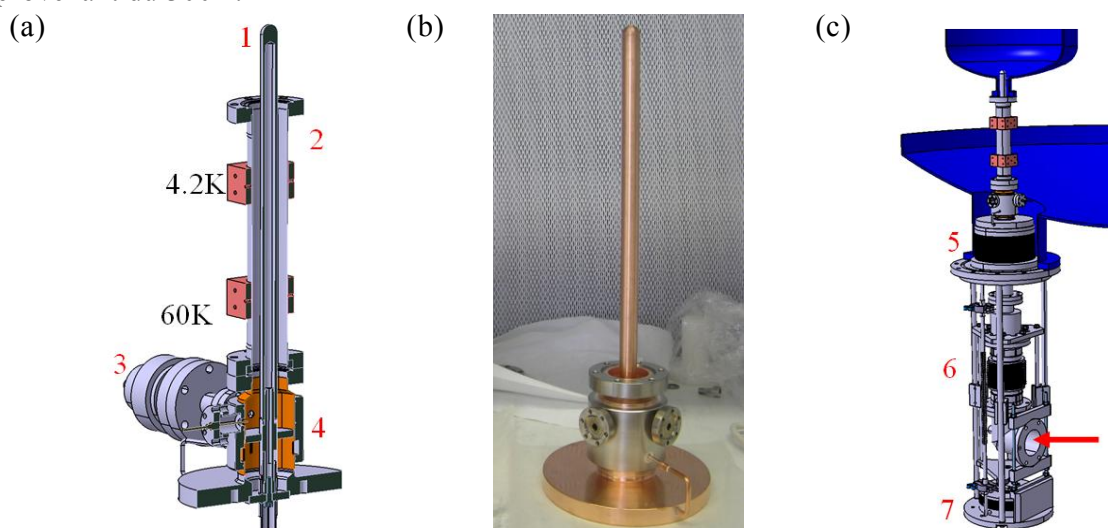


Figure 1-21 : De gauche à droite : (a) Vue intérieure de la partie supérieure du coupleur de puissance avec l'antenne, la manchette et la céramique. (b) Photographie du prototype du coupleur Spiral2. (c) Vue d'ensemble de la partie supérieure du coupleur avec les interfaces cryomodules et cavité. En rouge, entrée de l'onde électromagnétique.

Le coupleur, du côté vide cavité, est équipé d'une jauge à vide (3) et d'un « pick-up d'électron »^c. Ces deux systèmes contrôlent en permanence le bon comportement du coupleur en fonctionnement et lors du conditionnement du coupleur. Toute remontée du vide ou émission d'électron surpassant un seuil préalablement défini ($\sim 200 \mu\text{A}$) détectée

^a LPSC Grenoble : Laboratoire de Physique Subatomique et Cosmologie de Grenoble. UMR 5821. <http://lpsc.in2p3.fr>

^b Il a été décidé que la thermalisation à 4.2K devait être retirée afin de soulager la charge thermique sur le circuit hélium.

^c Pick-up d'électron : petite antenne insérée dans le vide cavité et proche de la céramique afin d'intercepter et de contrôler les électrons pouvant être émis des surfaces internes.

par un module de sécurité (« security box ») coupe immédiatement la puissance RF pour éviter tout dégât sur la céramique.

La partie inférieure du coupleur (cf. **Figure 1-21c**), est composée d'un système de compensation barométrique (7). Il empêche le déplacement du coupleur sous l'effet des forces de pression lorsque le vide d'isolement du cryostat s'établit.

Plusieurs soufflets métalliques ont été installés :

- Le premier soulage les contraintes lors de l'installation du coupleur causées par un alignement imparfait entre les ports coupleur de la cavité et du cryomodule (5).
- Le second encaisse les rétreints thermiques lors de la mise en froid (6).

Le couplage de l'antenne du coupleur avec la cavité est déterminé afin d'avoir une transmission de puissance maximale (et donc une réflexion quasiment nulle) avec un faisceau de deutons de 5 mA. Ainsi, pour les cryomodules B, le couplage des cavités doit être de $1.1 \cdot 10^6$ avec une tolérance de plus ou moins $3 \cdot 10^5$. Ceci correspond à un enfoncement de l'antenne de 16.6 mm^a.

^a Géométriquement, le couplage avec la cavité et donc l'impédance du couplage dépend de la longueur et du diamètre de l'antenne [BIARROTTE00].

2.3.4 Système d'accord en fréquence

Le système d'accord choisi pour ce type de cavité n'est pas conventionnel pour des cavités supraconductrices. Il est notamment très novateur et a nécessité plusieurs études électromagnétiques et mécaniques afin de montrer qu'il répond aux exigences du projet (cf. **parties 3, Tests du système d'accord en fréquence** et **partie 4, Discussion et stratégie pour le choix du plongeur**). A son origine, lors de la phase d'Avant Projet Détaillé (APD), le système prévu était un système d'accord par déformation élastique (cf. **Figure 1-22a**). Le système appuie sur les parois de la cavité, afin d'en modifier le volume interne et donc la fréquence de résonance. Des études faites sur la variation de la fréquence en fonction de la contrainte exercée ont montré qu'un tel système ne pouvait répondre aux exigences [SAUGNAC06].

C'est pourquoi, le système choisi est un système d'accord par insertion (cf. **Figure 1-22b**). Un plongeur en Niobium est inséré par un piquage du dessus (cf. **Figure 1-18**). Celui-ci modifie le volume interne de la cavité et donc la fréquence de résonance de la cavité. Sa pénétration dans le volume de la cavité permet de corriger les erreurs statiques. La correction des autres perturbations est effectuée en diminuant ou en augmentant la profondeur de pénétration à l'aide d'un système de translation.

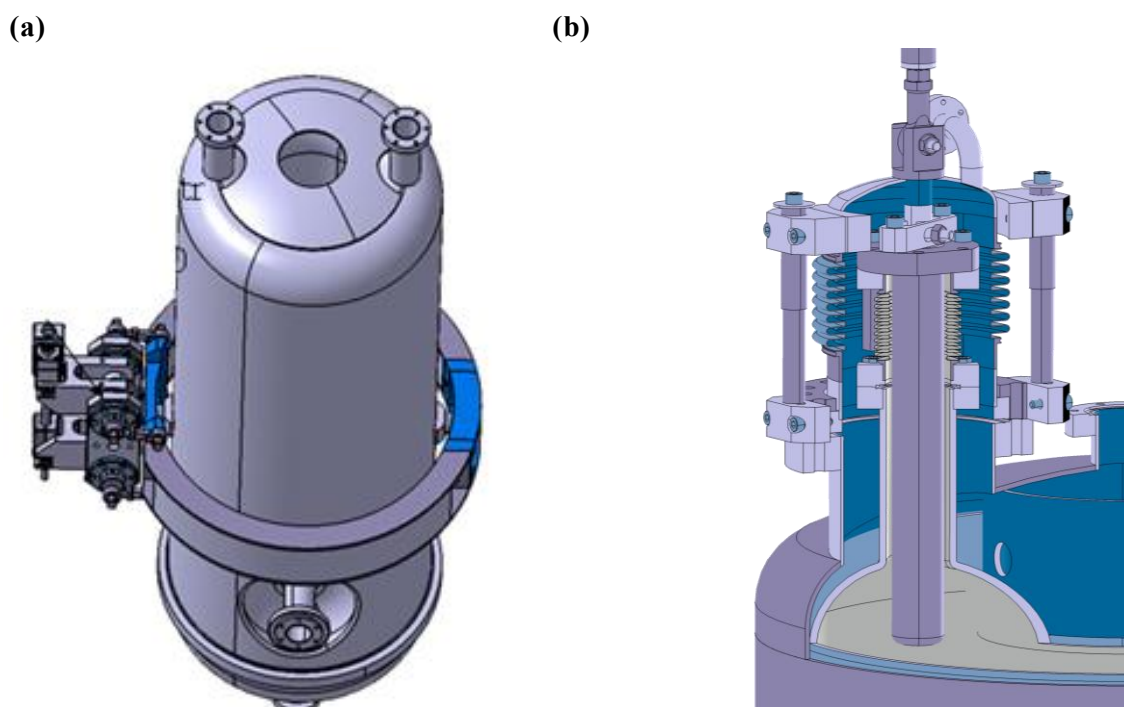


Figure 1-22 : (a) : Système d'accord par déformation prévu à l'origine. Le système contraint la cavité pour modifier son volume résonant. (b) : Système d'accord par insertion. Un plongeur en Niobium modifie le volume résonant de la cavité.

Le plongeur mobile est une solution très utilisée et bien maîtrisée pour les cavités chaudes en cuivre [SCHWARZ98], [RIMMER01]. Les champs de fuite présents au niveau des ouvertures entraînent des dissipations additionnelles négligeables comparées à la puissance dissipée dans la cavité. Cependant, l'utilisation d'un tel système pour une cavité supraconductrice peut entraîner des complications. En effet, les fuites de champ sur les parties non supraconductrices (soufflets, brides, ...) peuvent engendrer une dissipation

additionnelle non négligeable au regard de la puissance dissipée par la cavité. Les capacités de liquéfaction de fluides cryogéniques étant limitées par la puissance de l'usine cryogénique, il ne peut être accepté que les cavités supraconductrices voient leur dissipation augmentée de plusieurs dizaines de pourcents. Il est donc essentiel de caractériser en conséquence le système d'accord.

Le plongeur est une pièce de Niobium massive sans soudures (cf. **Figure 1-23b**). Etant creux, il est refroidit efficacement par l'hélium liquide du circuit primaire. Un système de cloche montée sur un soufflet fait la liaison avec celui-ci. Le plongeur est mis en contact avec la cavité par un soufflet en acier inoxydable. Sa course est limitée à environ 8 millimètres. Une sortie de dégazage relie la cloche au réservoir tampon du cryomodule. Le déplacement du plongeur est assuré par un moteur pas à pas installé à l'extérieur sur la platine supérieure du cryomodule. Une tige, thermalisée sur l'écran cuivre, transmet le mouvement jusqu'au plongeur. Le mouvement de rotation du moteur est converti en translation via une vis sans fin. Les forces de pression d'environ 35 kg (entre le bain d'hélium à la pression atmosphérique et les parties sous vide) ont tendance à faire remonter le plongeur en position haute. Afin de maintenir sa position en fonctionnement il faut que le système de translation soit irréversible. Ceci est obtenu grâce à l'utilisation d'un système de démultiplication (réducteur et vis sans fin). Le facteur obtenu est d'environ $1 \mu\text{m/pas}$ apportant également une régulation très fine de la fréquence ($\sim 1 \text{ Hz}$).

La longueur de chaque plongeur est adaptée à chaque cavité selon leur désaccord statique. La pénétration maximale du plongeur dans la cavité est fixée à 150 mm depuis le haut du port et le diamètre est de 30 mm au maximum.

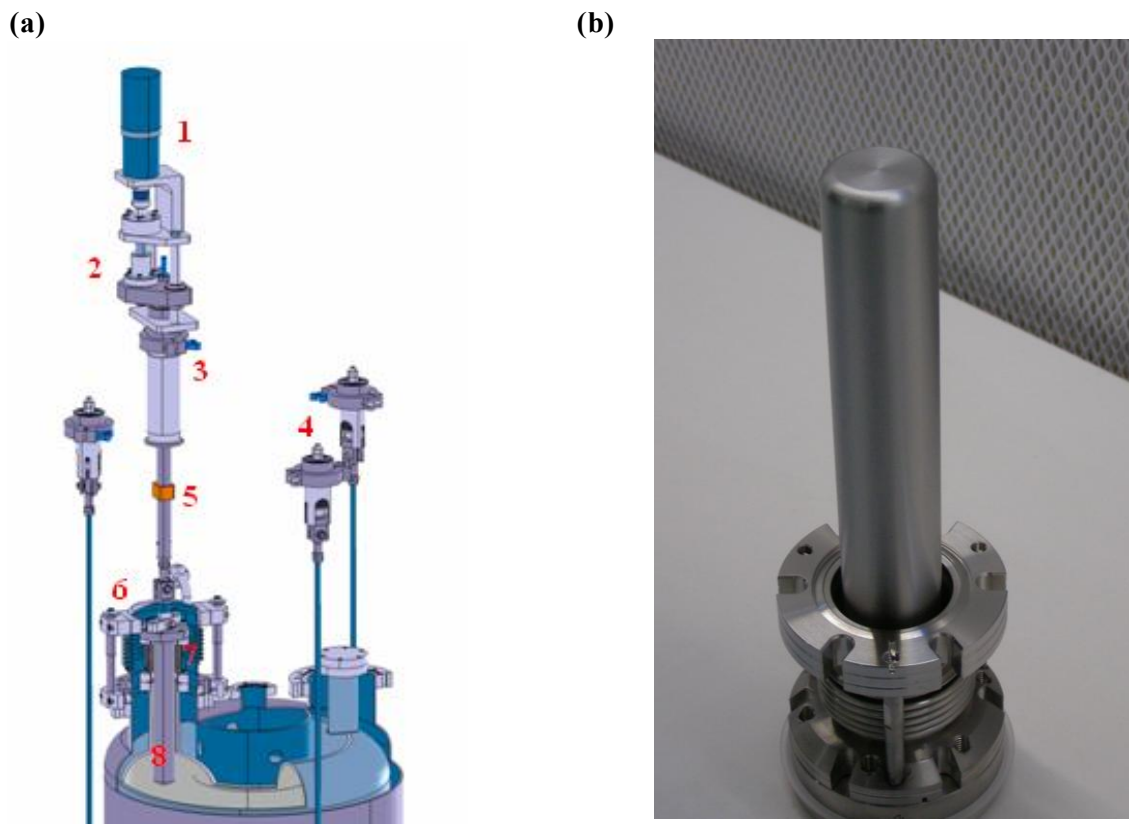


Figure 1-23 : (a) : Vue d'ensemble du système d'accord avec de haut en bas, le motoréducteur (1), la vis sans fin (2), la fixation sur la platine supérieure (3), les trois tirants de maintien vertical (4), la tige thermalisée (5), la cloche de fermeture (6), les deux soufflets (7) et le plongeur en niobium (8). (b) : Photographie du plongeur en niobium équipé du soufflet en acier inoxydable le reliant au port de la cavité. Trois tiges de guidages sont installées pour n'autoriser que la translation du plongeur.

2.3.5 Les systèmes annexes

2.3.51 Les systèmes de pompage

Deux systèmes de pompes sont nécessaires dans un premier temps. Un ensemble pompe à vis et pompe turbo-moléculaire, mobile, est installé pour le vide d'isolement des cryomodules (cf. **Figure 1-24b**) et des boîtes à vanne. Le vide dans le tube faisceau et donc des cavités et coupleurs est géré par un ensemble pompe à membrane et pompe turbo-moléculaire installés sur la croix de diagnostic insérée entre les quadripôles (cf. **Figure 1-24a**).

Une fois à froid, le cryopompage assure le maintien des vides d'isolement. Seuls les groupes de pompage sur le tube faisceau sont gardés au niveau des sections chaudes entre chaque cryomodule.

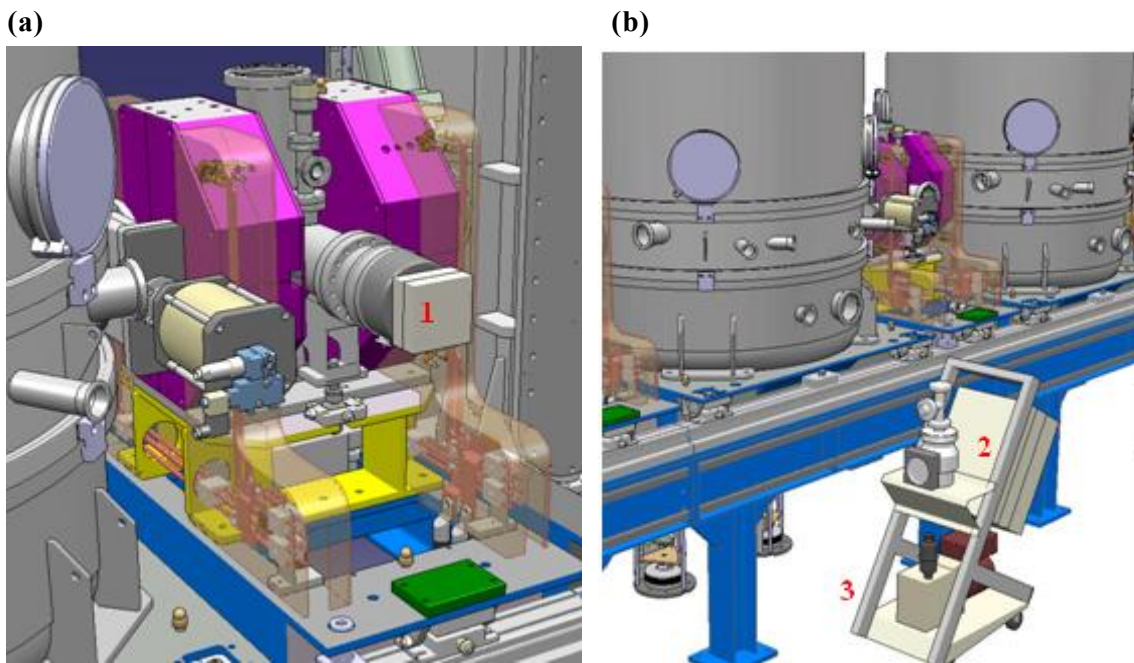


Figure 1-24 : (a) Groupe de pompage turbo-moléculaire (1) inséré entre deux quadripôles. Il assure le vide dans le tube faisceau au niveau des sections chaudes entre chaque cryomodule. Le cryopompage des cavités maintient le vide du tube faisceau à l'intérieur de chaque cryomodule. (b) : Groupe de pompage mobile composé d'une pompe primaire à vis (2) et d'un pompage secondaire turbo-moléculaire (3). Utilisé pour le pompage à chaud des cryomodules, il est retiré lorsque le cryomodule est froid. Le vide est ensuite assuré par cryopompage. Figures extraites de [FERDINAND08].

2.3.52 Les diagnostics

Que ce soit durant la phase de prototypage et de qualification ou en exploitation, il est nécessaire de suivre l'évolution de différents paramètres lors du fonctionnement de la machine. Certains diagnostics sont simplement informatifs, c'est à dire passifs. Ils permettent de suivre quelques paramètres ou de pouvoir localiser et identifier un dysfonctionnement ou une panne éventuelle. D'autres, quant à eux, sont des diagnostics indispensables à la régulation cryogénique du cryomodule. Le tableau suivant récapitule les principaux diagnostics installés sur le cryomodule (cf **Tableau 1-3**).

Tableau 1-3 : inventaire non exhaustif de l'instrumentation nécessaire sur le cryomodule

Emplacement	Grandeur mesurée	Type de capteur	Rôle	Action sur
Boite à vannes	Pression	Jauge à vide combinée Leybold	Vide d'isolement de la boite à vanne	/
	Température	Sonde Cernox	Température d'entrée et de sortie hélium	/
Enceinte à vide	Pression	Jauge à vide combinée Leybold	Vide d'isolement cryomodule	/
Vannes	Position	Contacteur	Etat d'ouverture ou fermeture d'une vanne	/
Croix diagnostique tube faisceau	Pression	Jauge à vide combinée Leybold	Suivi du vide tube faisceau et cavité	Fermeture vannes faisceaux. Arrêt faisceau
Piquage latéral cryomodule	Pression	Jauge à vide combinée Leybold	Suivi du vide coupleur	Security box
Cavité	Température	Sonde type Cernox	Suivi des températures de la cavité	/
Ecran cuivre	Température	Sonde type Platine	Régulation chaufferettes + Suivi	Réchauffage écran
Réservoir tampon hélium	Température	Sonde type Cernox	Régulation en mode économie d'énergie	Vanne circuit remplissage haut
	Pression	Capteur de pression	Suivi et régulation de la pression du bain d'hélium	Security box (quench), vanne dégazage circuit hélium
	Niveau	Sonde supraconductrice + ponctuelles	Régulation en fonctionnement et changement de mode de remplissage	Vannes circuits remplissage haut et bas

Partie 2

La supraconductivité et les cavités accélératrices

Cette partie a pour but de rappeler et synthétiser de manière non exhaustive l'ensemble des connaissances nécessaires pour comprendre le comportement des cavités accélératrices supraconductrices. Il s'agit ici d'une revue bibliographique, d'un outil support, dont nous nous servirons au cours de ce manuscrit. Dans un premier temps, nous parlerons de la supraconductivité et de l'évolution de sa compréhension au cours de l'histoire. Nous survolerons l'ensemble des modèles et théories puis définirons les différentes grandeurs clefs.

Dans un deuxième temps, nous parlerons de l'évolution des structures accélératrices, du concept de l'accélération aux cavités accélératrices supraconductrices en passant par les cavités dites « chaudes ».

Finalement nous verrons en quoi la technologie supraconductrice appliquée aux cavités accélératrices a donné accès à de nouvelles capacités d'accélération par rapport à leur homologue dites « chaudes ».

1. La théorie de la supraconductivité

1.1 Historique et modèles élaborés

- 1.1.1 La découverte (1911)
- 1.1.2 Théorie phénoménologique de London (1935)
- 1.1.3 Théorie de Ginsburg-Landau (1950)
 - 1.1.3.1 *Champ limite et température*
 - 1.1.3.2 *Les différentes familles de matériaux supraconducteurs*
- 1.1.4 Théorie BCS (1957)

1.2 La supraconductivité et les champs RF

- 1.2.1 Champ magnétique limite réel
- 1.2.2 Résistance de surface réelle

1.3 Aux limites des supraconducteurs

- 1.3.1 Effet de proximité d'un supraconducteur
- 1.3.2 Jonctions de Josephson

1.1 Historique et modèles élaborés

1.1.1 La découverte (1911)

La découverte de la supraconductivité relève du hasard ! En effet, l'état dit de supraconductivité n'avait été en rien suspecté ou prédit. Seule la décroissance continue de la résistivité avec la température et l'annulation de la résistivité au zéro absolu était envisagée. L'accès aux très basses températures grâce aux travaux de H. K. Onnes, premier homme à avoir liquéfié de l'hélium ainsi que ses études sur le comportement des métaux monoatomiques à des températures proches du zéro absolu, ont permis à l'un de ces étudiants, G. Holst, de mesurer pour la première fois la résistance « nulle » d'un échantillon de mercure en dessous de 4.2 K. Une chute brutale de la résistance (cf. **Figure 2-25**) dénote une transition vers « un nouvel état ». H. K. Onnes dit alors : "Le mercure est passé dans un nouvel état, qui du fait de ses propriétés électriques extraordinaires pourrait être appelé état supraconducteur"» [OUBOTER97].

Cette découverte lui accorda le prix Nobel en 1913.

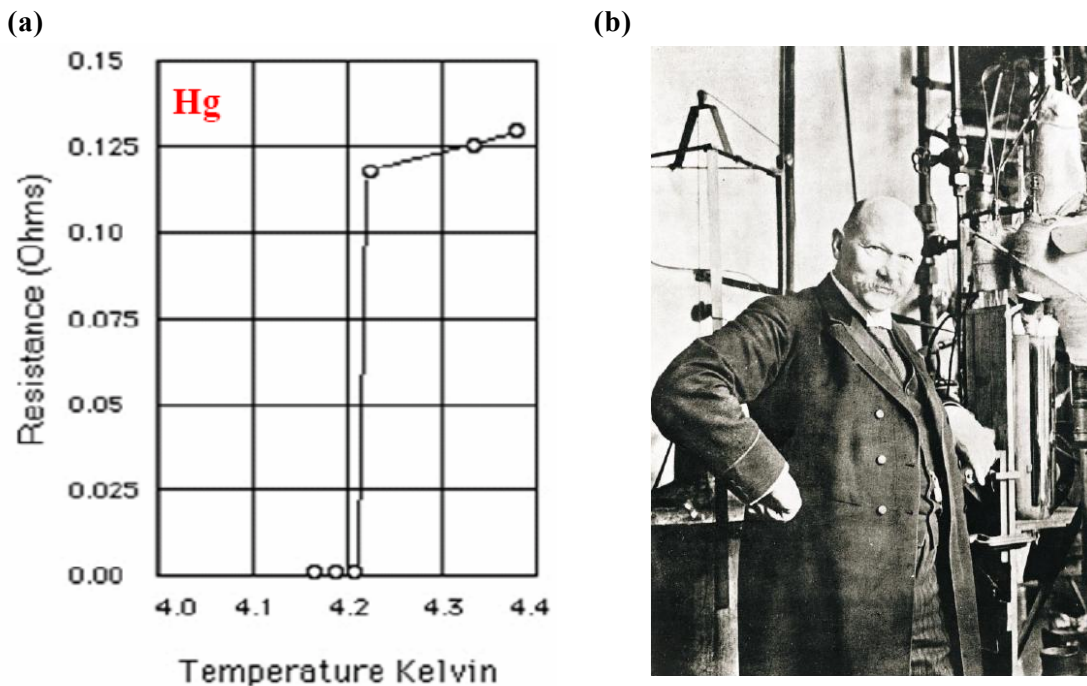


Figure 2-25 : (a) Chute brutale de la résistance d'un échantillon de mercure lors de sa transition à l'état supraconducteur. (b) Photographie de Heike Kamerlingh Onnes, à l'occasion de sa découverte de la supraconductivité. Figure extraite de [OUBOTER97].

La valeur nulle de la résistivité d'un supraconducteur a été prise avec des pincettes et a été qualifiée pendant longtemps de « non mesurable ». La précision des appareils de mesure ne permettait pas d'affirmer cette nullité. L'étude de la stabilité d'un courant électrique persistant parcourant une boucle d'un matériau supraconducteur a permis, à ce jour, d'affirmer que la chute de résistivité entre l'état normal (ρ_n) et l'état supraconducteur (ρ_s) vérifie [PADAMSEE98] :

$$\frac{\rho_s}{\rho_n} < 10^{-12} \quad (2-1)$$

Pendant longtemps, seule cette capacité de conducteur parfait des matériaux supraconducteur était connue. Ce n'est qu'en 1933 que W. Meissner et R. Ochsenfeld découvrirent la capacité étonnante à expulser un champ magnétique continu les traversant lors de la transition.

Beaucoup de conducteurs métalliques possèdent cette propriété diamagnétique^a mais reste limitée dans le temps à cause de leur résistivité électrique.

Les courants induits dans un matériau devenu supraconducteur ne sont, cette fois-ci, plus atténués. L'écrantage du champ magnétique devient alors permanent (cf. **Figure 2-26a**) : les électrons « supraconducteurs » ne sont plus sujets aux collisions avec les phonons et défauts du réseau cristallin.

De la même manière qu'une température trop élevée peut faire disparaître les propriétés supraconductrices du matériau, un champ magnétique extérieur trop intense, c'est-à-dire un courant trop important, peut faire transiter le matériau vers son état normal et ce même si la température reste inférieure à la température critique (cf. **Figure 2-26b**). Nous verrons par la suite que l'effet Meissner ainsi que cette limitation en champ sont expliquées par deux théories phénoménologiques, respectivement la théorie électrodynamique de London et la théorie quantique de Ginzburg-Landau.

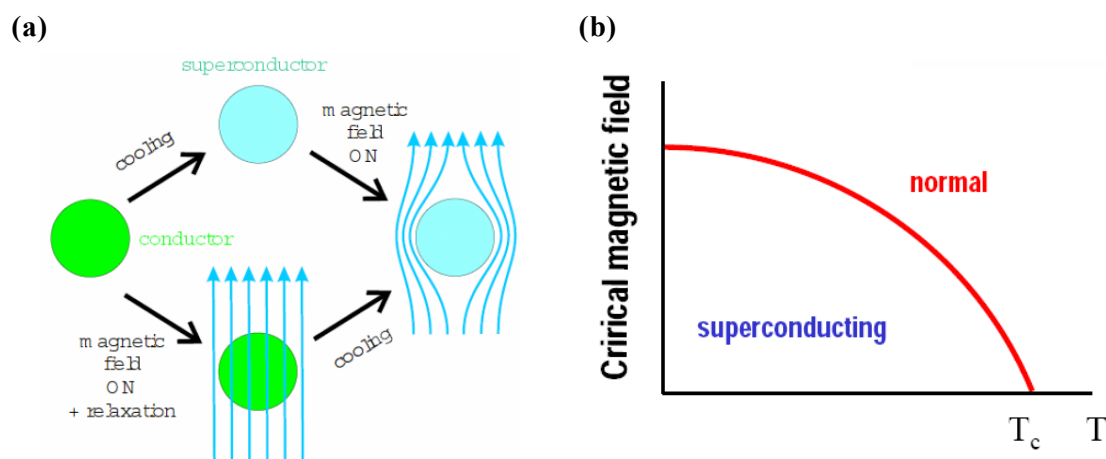


Figure 2-26 : (a) Schématisation de l'effet Meissner. (b) Champ magnétique limite d'un matériau supraconducteur en fonction de sa température. Figures extraites de [GUREVICH97].

1.1.2 Théorie phénoménologique de London (1935)

Cette théorie fait l'hypothèse que tous les électrons d'un matériau supraconducteur ne sont pas tous dans cet état « anormal ». La population totale d'électron N peut se décomposer comme la somme des électrons supraconducteurs n_s et les électrons « normaux » n_n , soit $N = n_s(T) + n_n(T)$. La proportion d'électron dans chaque état ne dépend que de la température du matériau. Plus l'élément supraconducteur sera proche de sa température critique plus la population d'électrons normaux est grande. De plus, si le matériau supraconducteur est plongé dans un champ électrique statique, le courant induit

^a Diamagnétique : capacité d'un matériau à s'opposer à un champ magnétique extérieur. Une magnétisation spontanée et opposée apparaît, créée par la génération de courants. Cependant, les courants induits disparaissent rapidement sous l'effet de la résistivité du matériau.

n'est porté que par les électrons supraconducteurs. En d'autres termes, les électrons supraconducteurs court-circuitent les électrons normaux. Les champs magnétiques seront considérés comme négligeables.

Ainsi nous pouvons écrire la première équation de London à partir de l'équation de mouvement d'un électron soumis à un champ électrique \mathbf{E} :

$$m \cdot \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -e \cdot \vec{E} \quad (2-2)$$

Avec m la masse de l'électron, e sa charge et \vec{v} sa vitesse.

En posant $\vec{j}_s = e \cdot n_s \cdot \vec{v}$ et en considérant l'équation de Maxwell-Faraday reliant le champ électrique \mathbf{E} au champ magnétique \mathbf{B} d'une onde électromagnétique :

$$\text{rot}(\vec{E}) = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2-3)$$

On en déduit l'expression :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\text{rot}(\vec{j}_s) + \frac{e^2 \cdot n_s}{m} \cdot \vec{B} \right) = 0 \quad (2-4)$$

Considérons un courant de déplacement nul dans l'équation de Maxwell-Ampère :

$$\text{rot}(\vec{B}) = \mu_0 \cdot \vec{j}_s \quad (2-5)$$

Avec μ_0 la perméabilité du vide.

Nous obtenons :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{\mu_0} \cdot \text{rot}(\text{rot}(\vec{B})) + \frac{e^2 \cdot n_s}{m} \cdot \vec{B} \right) = 0 \quad (2-6)$$

Cette expression peut être simplifiée en utilisant la propriété du rotationnel citée ci-dessous ainsi que la nullité de la divergence du champ magnétique :

$$\text{rot}(\text{rot}(\vec{B})) = \text{grad}(\text{div}(\vec{B})) - \Delta \vec{B} = -\Delta \vec{B} \quad (2-7)$$

Nous en déduisons finalement que :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\Delta \vec{B} - \frac{e^2 \cdot n_s \cdot \mu_0}{m} \cdot \vec{B} \right) = 0 \quad (2-8)$$

La seconde équation de London est retrouvée en faisant l'hypothèse que l'équation de propagation du champ magnétique dans le supraconducteur est homogène, c'est-à-dire :

$$\Delta \vec{B} - \frac{\vec{B}}{\lambda_L^2} = 0$$

avec (2-9)

$$\lambda_L = \sqrt{\frac{m}{e^2 \cdot n_s \cdot \mu_0}}$$

λ_L correspond à la profondeur de pénétration du champ électromagnétique à l'intérieur du matériau supraconducteur. Contrairement à l'expression de l'épaisseur de peau dans un conducteur normal δ (cf. **équation (2-10)**), nous pouvons constater que λ_L ne dépend en rien de la fréquence de l'onde électromagnétique. Ceci explique pourquoi un élément supraconducteur est diamagnétique même pour un champ magnétique statique (effet Meissner).

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\mu_0 \cdot \sigma \cdot \omega}} \quad (2-10)$$

Revenons maintenant à l'expression reliant les courants induits et le champ électrique dans les deux cas supraconducteur et conducteur normal. Nous pouvons définir deux conductances σ_n et σ_s .

	Conducteur normal	Supraconducteur
Densité électronique	n_n	n_s
Relation courant-champ	$\vec{j}_n(t) = \sigma_n \cdot \vec{E}(t)$	$\frac{\partial \vec{j}_s}{\partial t}(t) = \frac{1}{\mu_0 \cdot \lambda_L^2} \cdot \vec{E}(t)$
Pour un champ sinusoïdal $E(t) = E_0 \cdot \exp(i \cdot \omega \cdot t)$	$j_n(t) = \sigma_n \cdot E(t)$	$j_s(t) = -i \cdot \sigma_s \cdot E(t)$
Conductance	$\sigma_n = \frac{n_n \cdot e^2 \cdot \tau}{m}$	$\sigma_s = \frac{n_s \cdot e^2}{m \cdot \omega}$

Considérons maintenant que quelque soit la température, le courant total d'électron peut s'écrire $j = j_n + j_s$ (modèle à deux fluides). La conductance totale peut être définie par :

$$\sigma = \frac{j}{E} = \frac{j_n + j_s}{E} = \sigma_n - i \cdot \sigma_s \quad (2-11)$$

Ainsi en résolvant l'équation de propagation (donnée par les équations de Maxwell) d'une onde $E(t) = E_0 \cdot \exp(i\omega t)$ dans un milieu conducteur de conductance σ

$$\Delta E - \mu_0 \cdot \sigma \cdot \frac{\partial E}{\partial t} = 0 \quad (2-12)$$

ou encore

$$\Delta E - \mu_0 \cdot \sigma \cdot i \cdot \omega \cdot E = 0$$

Nous pouvons en déduire un facteur k défini par

$$k = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \cdot i \cdot \omega \cdot (\sigma_n - i \cdot \sigma_s)}} \quad (2-13)$$

Celui-ci représente en quelque sorte la profondeur de pénétration du champ à l'intérieur du matériau supraconducteur « pollué » par des électrons non supraconducteurs.

On peut l'exprimer en fonction de la grandeur ψ , le paramètre d'ordre supraconducteur compris entre 0 et 1, défini comme le rapport entre la densité d'électron supraconducteur n_s et la densité totale N , ainsi que la grandeur λ_{L0} l'épaisseur de peau du matériau s'il était complètement supraconducteur.

Ainsi on obtient :

$$k = \frac{\lambda_{L0}}{\sqrt{\Psi + i \cdot \omega \cdot \tau \cdot (1 - \Psi)}} \quad \text{avec}$$

$$\lambda_{L0} = \sqrt{\frac{m}{N \cdot e^2 \cdot \mu_0}} \quad (2-14)$$

Et $\Psi = \frac{n_s}{N}$

Dans l'approximation de ψ très proche de 1, nous pouvons déduire la résistance de surface du supraconducteur. Nous donnerons ici seulement le résultat, plus de détails peuvent être trouvés dans [BIARROTTE97]

$$Rs = \frac{1}{2} \cdot \mu_0^2 \cdot \omega^2 \cdot \lambda_L^3 \cdot \sigma_n$$

avec $Zs = Rs + i \cdot Xs$

Et $(2-15)$

$$E_0 = Zs \cdot \int_0^\infty J(z) \cdot dz$$

Cette formule nous montre que la résistance de surface d'un supraconducteur soumis à un champ électromagnétique sera d'autant plus grande que la fréquence est grande et que la conductance du matériau dans son état normal est grande ! Ceci peut se comprendre par le fait que la conductance normale étant plus importante, la part du courant transportée par les électrons normaux est donc plus grande. Ainsi les métaux supraconducteurs ont une résistance de surface plus élevée que les supraconducteurs non métalliques. Nous verrons par la suite que la résistance de surface n'est pas le seul critère pertinent pour le choix d'un supraconducteur mais sa température de transition et son champ magnétique limite sont à considérer également selon l'application recherchée.

1.1.3 Théorie de Ginsburg-Landau (1950)

1.1.31 Champ limite et température

La théorie de London n'est applicable que pour les champs électromagnétiques faibles, elle ne décrit donc pas le comportement d'un supraconducteur soumis à une forte excitation magnétique. La théorie phénoménologique de Ginsburg et Landau repose sur une approche macroscopique et énergétique. La transition réversible d'un supraconducteur laisse penser qu'un traitement thermodynamique de la supraconductivité est possible. Ainsi comparer les énergies libres d'un matériau dans ses états normal et supraconducteur peut mettre en lumière pourquoi une énergie magnétique trop élevée peut faire transiter un supraconducteur.

L'énergie libre F d'un système est définie par :

$$F = U_{\text{int}} - T \cdot S \quad (2-16)$$

Avec U_{int} et S l'énergie interne du système et son entropie.

L'énergie libre dans l'état supraconducteur est plus faible, celui-ci étant plus « ordonné ». L'observation d'un champ magnétique limite montre qu'il existe un seuil, au dessus duquel la phase supraconductrice a atteint une énergie telle qu'elle n'est plus favorable et est égale à l'énergie de la phase normale. Ainsi nous pouvons écrire la relation suivante :

$$F_n - F_s = E_{\text{mag}} = \frac{\mu_0 \cdot V_s \cdot H_c^2}{2} \quad (2-17)$$

Avec F_n et F_s les énergies libres respectives des phases normale et supraconductrice, V_s le volume du supraconducteur et H_c le champ limite.

L'énergie libre, telle qu'elle a été exprimée par Ginsburg et Landau, fait intervenir un paramètre d'ordre supraconducteur complexe défini comme :

$$\Psi = \sqrt{\frac{n_s}{2}} \cdot \exp(i \cdot \theta) \quad (2-18)$$

Avec n_s la densité d'électrons supraconducteur et θ leur phase.

Ils établirent la relation **(2-19)** entre la variation d'énergie libre lors du changement de phase et l'évolution du paramètre d'ordre :

$$F_s - F_n = \int dV \left[\alpha(T) \cdot |\Psi|^2 + \frac{\beta}{2} \cdot |\Psi|^4 + \frac{\hbar^2}{2m^*} \left| \left(\nabla + \frac{2 \cdot i \cdot \pi \cdot \vec{A}}{\Phi_0} \right) \cdot \Psi \right|^2 + \frac{\mu_0 \cdot H^2}{2} \right] \quad (2-19)$$

avec

$$\alpha(T) = \alpha_0 \cdot \frac{T - T_c}{T}$$

Avec α_0 , m^* et β des grandeurs phénoménologiques et strictement positives. \mathbf{A} est le potentiel vecteur. Cette expression n'est valide que proche de la transition, c'est à dire pour $T \approx T_c$. Nous voyons ici que la variation d'énergie libre de l'élément supraconducteur peut être causée à la fois par une variation de température, à travers la fonction $\alpha(T)$, et un champ magnétique H . On comprend ici que si la température et/ou le champ magnétique surpassent des valeurs critiques, la différence d'énergie libre entre les états supraconducteur et normal s'annule.

En l'absence de champ magnétique H , cette expression se simplifie comme :

$$F_S - F_N = \int dV \left[\alpha(T) \cdot |\Psi|^2 + \frac{\beta}{2} \cdot |\Psi|^4 \right] \quad (2-20)$$

Si $\alpha(T)$ est positive, c'est à dire $T > T_c$, l'énergie libre de l'état supraconducteur est plus élevée que dans l'état normal. La phase supraconductrice ne peut donc pas exister.

Si $\alpha(T)$ est négative cette fois, c'est à dire $T < T_c$, il existe des valeurs de ψ pour lesquelles l'état supraconducteur est énergétiquement plus favorable (cf. **Figure 2-27a**). Nous noterons ψ_0 , la valeur du paramètre d'ordre pour laquelle l'énergie est minimale et est définie par :

$$\Psi_0(T) = \sqrt{\frac{|\alpha|}{\beta}}$$

et

$$\frac{F_S - F_N}{V} = \frac{\alpha(T)^2}{2 \cdot \beta} \quad (2-21)$$

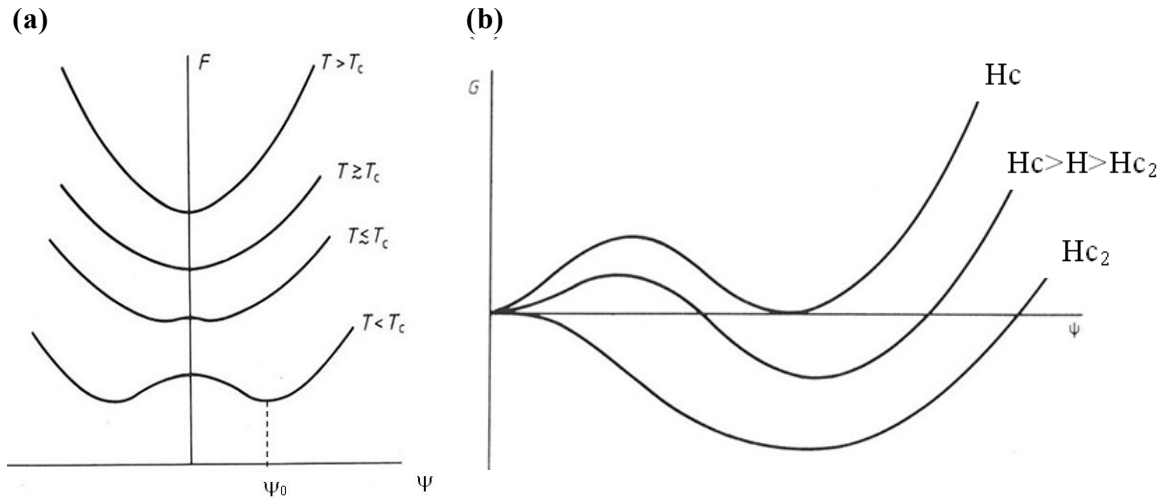


Figure 2-27 : (a) Evolution de l'énergie libre en fonction du paramètre d'ordre ψ pour différentes températures. Pour $T > T_c$, la seule valeur possible est $\psi = 0$, le matériau est donc normal. Lorsque $T < T_c$, des puits de stabilité apparaissent pour des valeurs de $\psi \neq 0$, c'est-à-dire que la phase supraconductrice peut exister. A noter que plus la température est basse et plus la profondeur du puits est grande, l'énergie magnétique pouvant être absorbée est donc plus importante. Ceci explique la dépendance en température du champ magnétique maximal. (b) : Evolution de l'énergie libre en fonction de ψ pour différents champs magnétiques d'un supraconducteur Type I. Plus H est grand et moins le puits de stabilité est profond. Figures extraites de [TILLEY90].

Ainsi, ψ prenant naturellement la valeur ψ_0 pour laquelle l'énergie est minimum. Nous pouvons établir la variation d'énergie magnétique maximale que peut supporter la phase supraconductrice :

$$\frac{Fs - Fn}{V} = \frac{\alpha(T)^2}{2 \cdot \beta} = \frac{\mu_0 \cdot Hc^2}{2}$$

ou encore

$$Hc(T) = \frac{\alpha_0}{\sqrt{\beta \cdot \mu_0}} \cdot \frac{T_c - T}{T_c} \quad (2-22)$$

Cette formule est en accord, dans l'hypothèse que $T \approx T_c$, avec la formule empirique donnée par :

$$Hc(T) = H_0 \cdot \left(1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right) \quad (2-23)$$

Nous avons donc vu en quoi l'approche de Ginzburg et Landau explique l'existence d'un champ magnétique critique et d'une température limite, interdépendants.

Nous pouvons encore définir 3 paramètres importants pour la compréhension des différents aspects présentés par la suite :

- L'épaisseur de peau $\lambda(T)$, longueur caractéristique de la pénétration d'un champ électromagnétique à l'intérieur d'un supraconducteur. Equivalent au paramètre λ_L vu dans la théorie de London, elle s'exprime par :

$$\lambda(T) = \sqrt{\frac{m \cdot \beta}{2 \cdot \mu_0 \cdot e^2 \cdot \alpha_0}} \cdot \sqrt{\frac{T_c}{T_c - T}} \quad (2-24)$$

- La longueur de cohérence $\xi(T)$, longueur caractéristique de variation de la population des électrons supraconducteurs.

$$\xi(T) = \sqrt{\frac{\hbar^2}{4 \cdot m \cdot \alpha_0}} \cdot \sqrt{\frac{T_c}{T_c - T}} \quad (2-25)$$

- Le paramètre de Ginzburg et Landau κ définit par le rapport entre $\lambda(T)$ et $\xi(T)$. Il est intéressant car est indépendant de la température et ne dépend que du matériau considéré.

$$\kappa = \sqrt{\frac{2 \cdot m^2 \cdot \beta}{\hbar^2 \cdot \mu_0 \cdot e^2}} \quad (2-26)$$

1.1.32 Les différentes familles de matériaux supraconducteurs

Certains matériaux ne réagissent pas identiquement lorsqu'ils sont soumis à un champ magnétique (cf. **Figure 2-28**). Pour certains, l'effet Meissner est total jusqu'au champ critique puis disparaît totalement au-delà (le champ pénètre comme dans un conducteur normal). Pour d'autres matériaux, la propriété diamagnétique parfaite du supraconducteur ne disparaît pas immédiatement. Au-delà d'un certain champ H_{c1} , celui-ci pénètre en partie sans pour autant perdre sa propriété de conduction « infinie ». Il transite finalement totalement une fois un deuxième seuil H_{c2} passé.

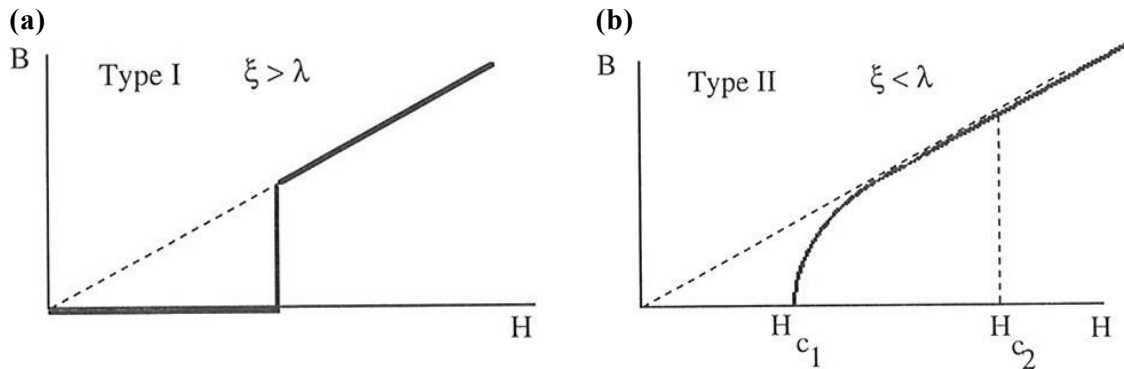


Figure 2-28 : Evolution du champ magnétique à l'intérieur du matériau en fonction de l'induction magnétique extérieure. (a) : L'effet Meissner est total jusqu'à une valeur H_c . Au-delà, le champ à l'intérieur du matériau est égal au champ extérieur, le matériau n'est plus supraconducteur. (b) : L'effet Meissner est total jusqu'à une valeur H_{c1} . Au-delà, le champ magnétique pénètre au sein du matériau sans que celui-ci perde ses propriétés supraconductrices, il y a apparition de zones conductrices normales. Au-delà d'un second seuil H_{c2} , la phase supraconductrice disparaît totalement. Figures extraites de [PADAMSEE98].

L'énergie de surface d'une zone supraconductrice soumise à un champ magnétique peut être positive comme négative selon le matériau utilisé. Une énergie de surface positive signifie qu'une transition de phase entre un conducteur normal et un supraconducteur n'est pas stable. Le matériau est soit totalement supraconducteur soit conducteur normal selon le champ magnétique appliqué, un état intermédiaire ne peut être possible. Par contre dans le cas d'une énergie de surface négative, la présence d'interfaces supraconductrices et normales est énergétiquement plus favorable. Les deux phases peuvent coexister au sein du matériau pour certaines valeurs de champ magnétique.

C'est à partir de ces observations que deux familles de supraconducteurs ont été définies. Les supraconducteurs de Type I possèdent une énergie de surface positive quelque soit le champ. L'énergie de surface d'un supraconducteur de Type II peut quant à elle changer de signe pour un champ inférieur au champ critique, noté H_{c1} .

L'appartenance d'un matériau supraconducteur au Type I ou au Type II est étroitement liée aux valeurs des paramètres $\lambda(T)$ et $\xi(T)$ définis auparavant. En effet, l'interface entre une zone supraconductrice et une zone normale de surface A n'est pas franche. Cela signifie que la population d'électrons supraconducteurs tend vers 0 au niveau de la phase normale, et cela sur une distance caractéristique ξ . Le volume supraconducteur est ainsi réduit d'une grandeur $A \cdot \xi$ et l'énergie est augmentée de la valeur :

$$\frac{1}{2} \cdot \mu_0 \cdot Hc^2 \cdot A \cdot \varepsilon \cdot \xi \quad (2-27)$$

Quant au champ magnétique, celui-ci pénètre dans le matériau supraconducteur sur une distance caractéristique λ . Ceci a pour effet de modifier l'énergie de l'interface de la valeur :

$$-\frac{1}{2} \cdot \mu_0 \cdot Hc^2 \cdot A \cdot \eta \cdot \lambda \quad (2-28)$$

L'énergie totale au niveau de l'interface est la somme des deux contributions **(2-27)** et **(2-28)**. Elle peut donc s'écrire :

$$E_{\text{int}} = \frac{1}{2} \cdot \mu_0 \cdot Hc^2 \cdot A \cdot (\varepsilon \cdot \xi - \eta \cdot \lambda) \quad (2-29)$$

Avec ε et η , deux constantes.

Cette formule montre que l'énergie de surface E_{int} est positive dans le cas où $\varepsilon \cdot \xi > \eta \cdot \lambda$ ou $\kappa < \varepsilon/\eta$, c'est-à-dire que le supraconducteur est de Type I. Dans le cas contraire, le supraconducteur est de Type II. La résolution exacte de l'équation de Ginzburg et Landau **(2-19)**, montre que le changement de signe de E_{int} est obtenu pour la valeur exacte de $\kappa = 1/\sqrt{2}$.

Le fait que l'énergie de surface soit négative pour un supraconducteur de Type II montre que l'énergie totale sera d'autant plus basse qu'il y a d'interfaces. Ainsi l'on comprend pourquoi un tel supraconducteur favorise l'apparition de zones « normales » où le champ magnétique pourra donc pénétrer au-delà d'un seuil H_{c1} . Plus le champ est fort, plus la quantité d'interface est élevée et plus le champ entrant dans le matériau est important. A partir d'un champ H_{c2} , la totalité du volume a transité en conducteur normal, le matériau a donc totalement perdu ses capacités supraconductrices.

La résolution des équations de Ginzburg et Landau montre que ces zones dites normales sont de formes cylindriques appelées « vortex » de rayon approximatif $\xi(T)$. Le flux magnétique pouvant les traverser est minimal (afin d'augmenter au maximum le nombre d'interface) et est quantifié :

$$\Phi_0 = \frac{h}{2 \cdot e} = 2.07 \cdot 10^{-15} T \cdot m^{-2} \quad (2-30)$$

Ces vortex s'arrangent dans une structure hexagonale (cf. **Figure 2-29b**). Cette disposition est la plus compacte pour un système ordonné et donc la plus favorable dans l'état mixte donnant un maximum d'interface.

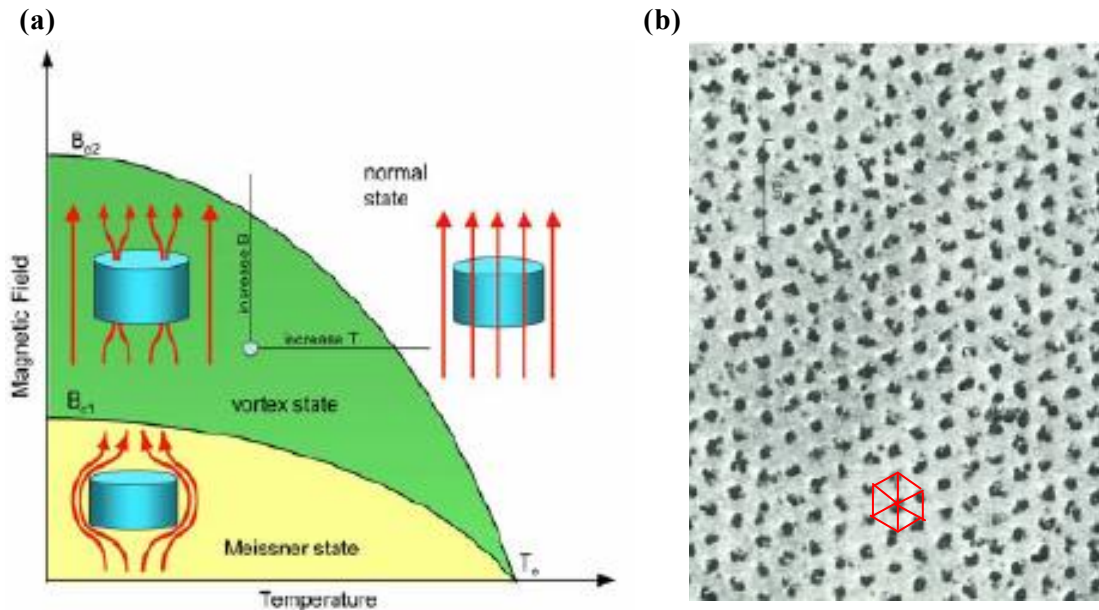


Figure 2-29 : (a) : Diagramme d'état du supraconducteur de Type II. En jaune, zone de diamagnétisme parfait, le champ magnétique est totalement écranté. En vert, état mixte. Le champ magnétique pénètre à travers des zones cylindriques conductrices « normales ». En blanc, le matériau a totalement transité dans son état normal. Figure extraite de [GUREVICH07]. (b) : Image faite par microscopie électronique montrant la distribution des vortex dans un supraconducteur de Type II dans son état mixte. Figure extraite de [TINKHAM75].

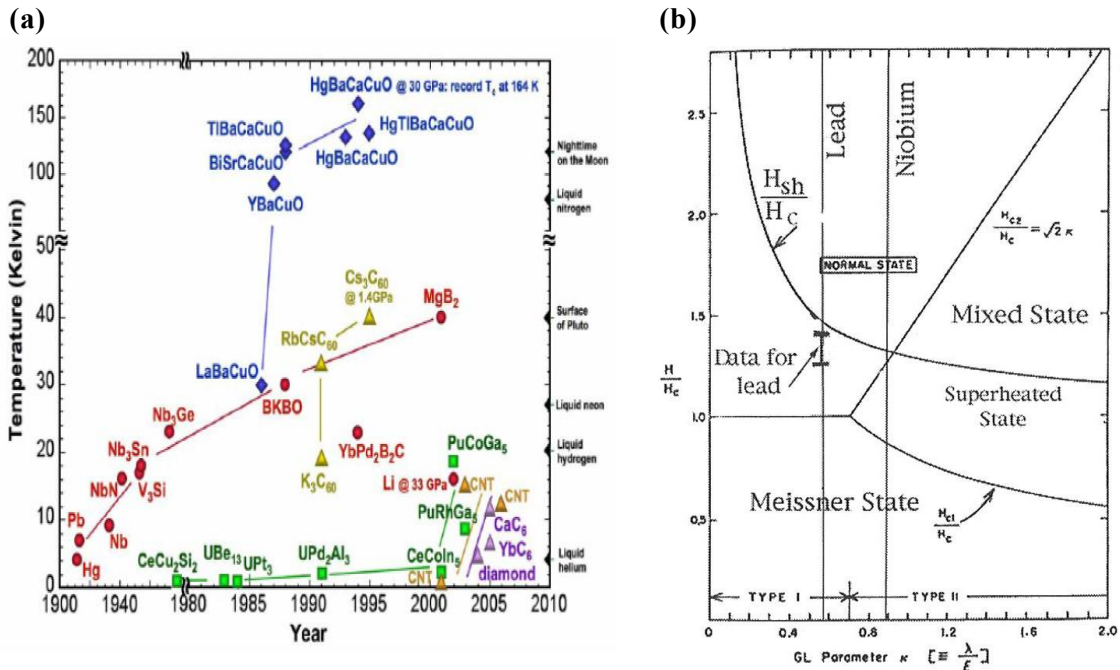


Figure 2-30 : (a) : Evolution de la température critique d'un supraconducteur en fonction de leur année de découverte favorisée par l'avancée technologique et la quête du supraconducteur à la température ambiante. Figure extraite de [GUREVICH07]. (b) : Diagramme de phase d'un supraconducteur représentant le champ magnétique normalisé par le champ critique H_c en fonction du paramètre de Ginzburg et Landau κ . Il y apparaît les différents états possibles ainsi que les deux régions formées par les deux types de supraconducteur. Figure extraite de [PADAMSEE98].

1.1.4 La théorie BCS de la supraconductivité

La théorie BCS a été publiée en 1957 et porte les initiales de ses trois concepteurs Bardeen, Cooper et Schrieffer. Celle-ci n'est pas une approche macroscopique et phénoménologique comme les deux théories présentées auparavant. La grande difficulté était de découvrir quel phénomène ou quelle interaction est à l'origine de la supraconductivité. Des travaux mirent en évidence un lien entre la température critique de transition et la masse moyenne des atomes ($T_c \propto M^{-1/2}$). Cet effet isotopique permet d'affirmer que la superfluidité des électrons est liée au réseau cristallin, c'est-à-dire aux noyaux. En 1950, Frölich suggéra que les vibrations du réseau cristallin, appelés phonons, peuvent créer dans certaines conditions une force d'attraction entre deux électrons. De la même façon qu'une voiture provoque une aspiration dans son sillage lors de son passage, un électron « aspire dans son sillage » les ions positifs du réseau. Il en résulte un excès de charges positives créant un potentiel attracteur pour l'électron suivant (cf. **Figure 2-31a**). En d'autres termes, le phonon créé par le premier électron est absorbé par le second électron (cf. **Figure 2-31b**). Il se produit alors un couplage entre ces deux électrons de spin opposé formant une entité que l'on appelle « paire de Cooper ». La distance entre ces deux électrons est relativement grande et est de l'ordre de la longueur de cohérence ξ définie auparavant.

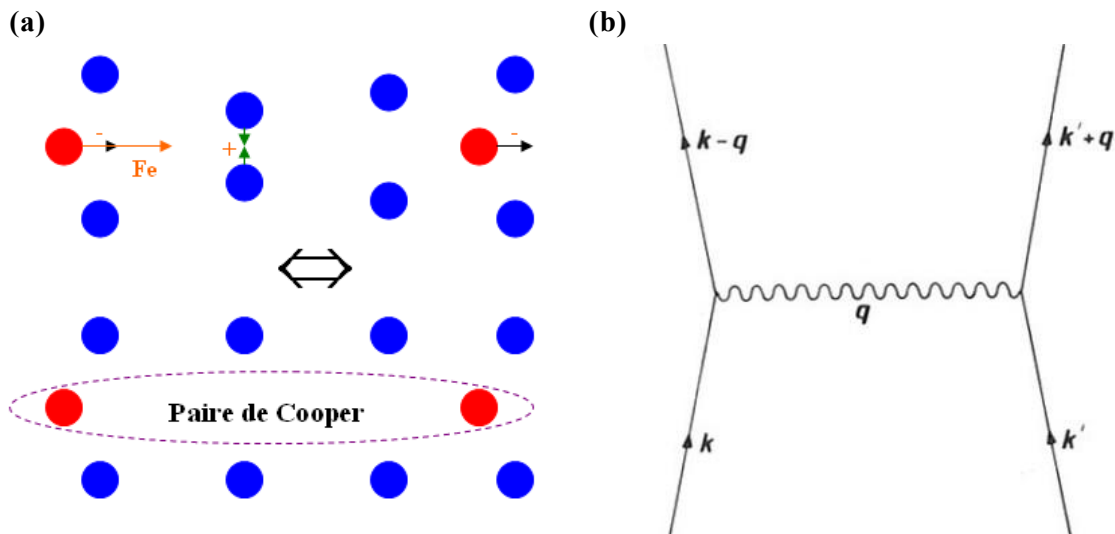


Figure 2-31 : (a) : Schématisation de la formation d'une paire de Cooper. Le passage d'un électron (rouge) perturbe les ions positifs du réseau cristallin (bleu). Il en résulte une force d'attraction entre l'électron suivant et l'accumulation de charge positive. (b) Diagramme de l'interaction électron-phonon. Deux électrons de moments k et k' interagissent avec un phonon q . Les deux électrons ont leur moment changé de $k-q$ et $k'+q$ (conservation du moment).

Le potentiel créé peut s'écrire :

$$V = V(k, k', q) + Ve = \frac{g^2 \cdot \varepsilon_q}{(\varepsilon_{k+q} - \varepsilon_k)^2 - (\varepsilon_q)^2} + Ve \quad (2-31)$$

Avec g la constante de couplage de l'interaction électron-phonon, ε l'énergie de l'électron, ε_q l'énergie du phonon et Ve le potentiel Coulombien (répulsif) entre les deux

électrons. On s'aperçoit que le potentiel crée par le passage de l'électron peut être négatif ou positif c'est à dire respectivement attractif ou répulsif pour l'électron suivant. La condition pour que la transition supraconductrice s'effectue est que

$$|\varepsilon_{k+q} - \varepsilon_k| < \varepsilon_q, \quad |Vq| > V_e \text{ et } Vq < 0 \quad (2-32)$$

L'intensité de la liaison entre les paires de Cooper est d'autant plus importante que la force du couplage de l'interaction phonon-électron (g) est grande et que la répulsion Coulombienne est faible. Cette observation est étonnante car plus g est grand, plus la résistivité à l'état normal est grande. En d'autres termes, plus un matériau est résistif et plus ses propriétés supraconductrices sont bonnes (en accord avec la formule **(2-15)** établie). La **Figure 2-30a** nous montre effectivement que les supraconducteurs ayant une température critique élevée sont des composés complexes non métalliques. Les métaux (Pb, Hg, Nb) sont quant à eux confinés vers les basses températures.

Seuls les électrons ayant une énergie comprise dans une bande très réduite peuvent s'apparier en paire de Cooper. Ainsi seuls les électrons de conduction ayant une énergie inférieure à l'énergie de liaison créée par le potentiel attractif sont concernés. Cette fine bande d'énergie autorisée peut être exprimée grossièrement par :

$$0 < E - E_F < k_B \cdot T_c \quad (2-33)$$

Avec E_F l'énergie de Fermi, k_B la constante de Boltzmann et T_c la température critique du supraconducteur. Une « bande interdite » en énergie se forme interdite aux électrons « normaux ». En-dessous de cette bande, ce sont des électrons de valence, au-delà ce sont des électrons dont l'énergie est trop élevée comparée à l'énergie de liaison. Ce sont donc des électrons de conduction normaux.

La théorie BCS prédit une énergie d'appariement au zéro absolu notée Δ étroitement liée à la température critique T_c et donnée par :

$$\Delta(0) = 1.76 \cdot k_B \cdot T_c \quad (2-34)$$

Cette énergie d'appariement décroît et tend vers 0 lorsque la température atteint T_c . Une bonne approximation de sa décroissance est donnée par [PADAMSEE98]:

$$\Delta(T) = \Delta(0) \cdot \sqrt{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cdot \left(\frac{T}{T_c}\right)^2\right)} \quad (2-35)$$

1.2. La supraconductivité et les champs RF

Le comportement des supraconducteurs diffère significativement selon la nature de l'excitation électromagnétique (statique ou RF). Il n'est donc pas étonnant que les champs magnétiques limites évoluent aussi. De la même manière, la résistance nulle d'un supraconducteur n'est réelle que dans le cas de champs statiques. Nous l'avons vu, une résistance de surface apparaît et augmente avec le carré de la fréquence des champs électromagnétiques. Cette résistance n'a pas la même origine que la résistance ohmique dans l'état normal, provoquée elle par l'interaction entre les électrons et le réseau cristallin (phonons). Dans l'état supraconducteur cette interaction est au contraire motrice via les phonons. La résistance de surface d'un supraconducteur soumis à un champ oscillant peut être expliquée par une sorte d'inertie des paires de Cooper. Cet effet existe aussi dans l'état normal mais est largement dominé par la résistance ohmique.

1.2.1 Champ magnétique limite réel

Afin de mieux cerner la signification de ce qu'est réellement le champ limite, rappelons les différents champs définis.

- H_c est le champ limite dit thermodynamique correspondant au champ magnétique pour lequel les énergies libres des phases normale et supraconductrice sont égales. Ce champ est défini pour les deux types de supraconducteurs. La fonction $F(\psi)$ peut admettre deux états stables pour $\psi = 0$ et $\psi \neq 0$ (cf. **Figure 2-27b**).

- H_{c1} est le champ à partir duquel le champ magnétique commence à pénétrer dans la phase supraconductrice sous forme de vortex. Leur apparition augmente notablement la résistance de surface du matériau et est donc pénalisante lors de l'utilisation de champs RF. Ce champ n'est défini que pour les supraconducteurs de Type II. L'énergie de surface d'un supraconducteur de Type I étant positive, un état mixte n'est pas possible car $H_{c1} > H_c$.

- H_{c2} est, pour un supraconducteur de Type II, le champ à partir duquel la densité des vortex est telle que la phase supraconductrice disparaît. En considérant l'évolution de l'énergie libre F en fonction du paramètre d'ordre ψ , le champ H_{c2} est le champ pour lequel la fonction $F(\psi)$ n'admet plus qu'un état stable pour $\psi \neq 0$ (cf. **Figure 2-27b**). H_{c2} peut s'exprimer en fonction de H_c :

$$H_{c2} = H_c \cdot \sqrt{2} \cdot \kappa \quad (2-36)$$

Ainsi, on s'aperçoit que pour les supraconducteurs de Type I, $H_{c2} < H_c$, et pour les Type II, $H_{c2} > H_c$.

L'existence de deux états stables (ou métastables) pour $\psi = 0$ et $\psi \neq 0$ rend l'état du système dépendant de son « histoire ». La signification du champ H_{c2} pour un supraconducteur de Type II est claire, cependant celui-ci explique un autre phénomène pour les Types I. Si l'on considère un tel supraconducteur dans son état normal (c'est-à-dire $T > T_c$) et qu'un champ magnétique compris entre H_c et H_{c2} (avec $H_c > H_{c2}$) lui est appliqué, on s'aperçoit qu'en abaissant la température du matériau en dessous de T_c celui-ci va rester dans sa phase normale (la phase normale est un minimum local de l'énergie libre). Si l'on abaisse le champ magnétique en dessous de H_{c2} , le matériau va transiter dans son état supraconducteur (la phase normale n'est plus un minimum local de l'énergie libre). Le

champ H_{c2} , pour un Type I, est plus communément appelé le champ magnétique critique de « supercooling ». La température de transition réelle de l'état normal à l'état supraconducteur d'un matériau de type I soumis à un champ supérieur à H_{c2} est plus basse que la température de transition T_c .

Ceci montre la complexité du changement de phase car dépend de plusieurs paramètres : la pureté du matériau, l'utilisation du champ statique ou RF, la fréquence du champ, le type du supraconducteur.

En ce qui concerne le champ critique d'un supraconducteur soumis à un champ RF, il a été admis et montré [PADAMSEE98] (cf. **Figure 2-32**) que le champ limite est noté H_{sh} (« superheating ») et correspond au champ pour lequel l'énergie de surface entre une phase normale et une phase supraconductrice est nulle. Ainsi la résolution des équations de Ginzburg et Landau donne les relations suivantes :

$$H_{sh} \approx \frac{0.89}{\sqrt{\kappa}} \cdot H_c \quad \text{pour } \kappa \ll 1$$

$$H_{sh} \approx 1.2 \cdot H_c \quad \text{pour } \kappa \approx 1 \quad (2-37)$$

$$H_{sh} \approx 0.75 \cdot H_c \quad \text{pour } \kappa \gg 1$$

Cependant, pour des valeurs de champ comprises entre H_{c1} et H_{sh} , celui-ci pénètre à l'intérieur du matériau sous forme de vortex engendrant une augmentation significative de la résistance de surface. Nous comprenons donc que la notion de champ limite dépend de l'application visée. Si le but est d'atteindre le plus haut champ magnétique possible avant la transition vers l'état normal sans considération pour l'augmentation de la résistance de surface, il convient alors de prendre H_{sh} comme le champ limite.

Si la résistance de surface est un critère important, ce qui est le cas dans la majorité des cas pour les cavités accélératrices supraconductrices, il est donc plus judicieux de définir H_{c1} comme le champ maximal à ne pas dépasser.

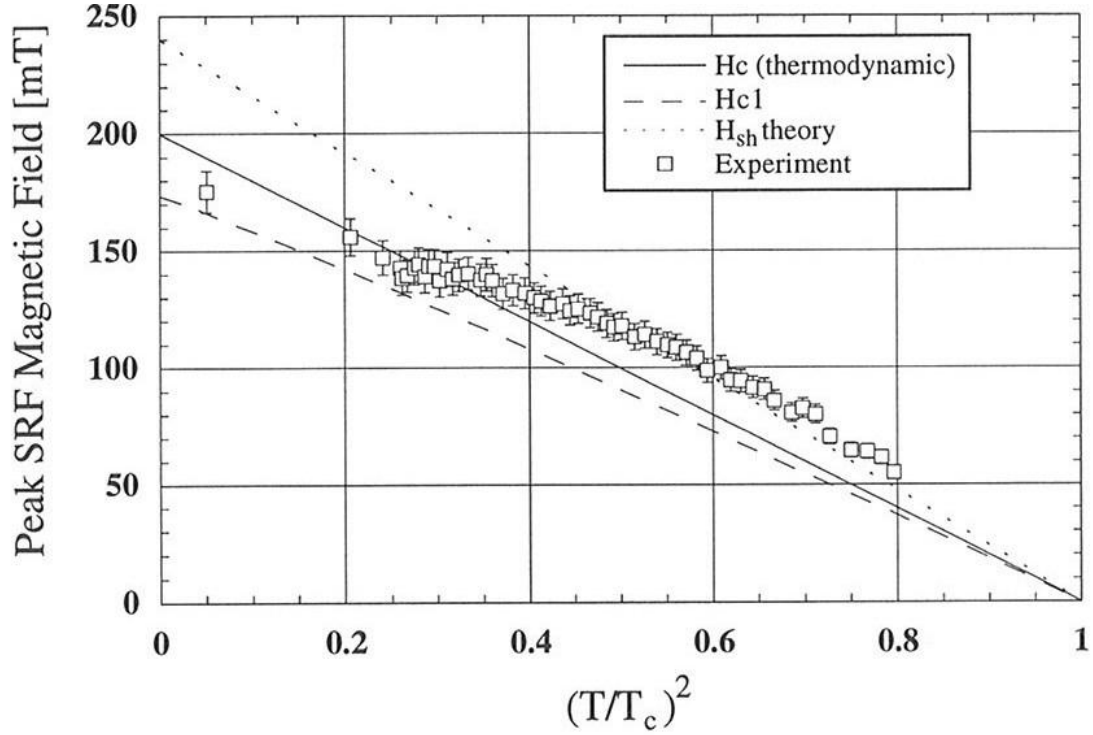


Figure 2-32 : Identification du champ magnétique critique réel à considérer sous champ RF. Les points expérimentaux tendent à suivre la courbe théorique H_{sh} plutôt que H_c . Figure extraite de [PADAMSEE98].

1.2.2 Résistance de surface réelle

La résistance de surface d'un supraconducteur parfait peut être exprimée en fonction de plusieurs paramètres comme énoncé dans l'équation (2-15) lors de la présentation du modèle à deux fluides.

Pour rappel :

$$R_s = \frac{1}{2} \cdot \mu_0^2 \cdot \omega^2 \cdot \lambda_L(T)^3 \cdot \sigma_n(T)$$

Ainsi la résistance de surface dépend de la fréquence du champ électromagnétique (ω), et des propriétés intrinsèques du matériau (λ_L et σ_n) fortement liées à la température de travail. Il est donc très délicat d'estimer la résistance réelle à partir de cette formule. Cependant, des expressions simplifiées semi-empiriques et tirées de la théorie BCS ont été calculées numériquement par Turneaure et Halbritter [HALBRITTER70]. Dans le cas du Niobium et pour des températures inférieures à $T_c/2$, la résistance dite BCS, c'est-à-dire la résistance de surface d'un supraconducteur parfait, est donnée par :

$$R_{BCS} = A(\lambda, \xi, l, v_F) \cdot \frac{\omega^2}{T} \cdot \exp\left(-\frac{\Delta(0)}{k_B \cdot T}\right)$$

Pour le Niobium :

$$R_{BCS} = \frac{9 \cdot 10^{-5}}{T} \cdot f^2 \cdot \exp\left(-\frac{1.83 \cdot T_c}{T}\right)$$

Avec R_{BCS} en Ohms, T la température de travail et f la fréquence de l'onde électromagnétique exprimée en GHz. On retrouve dans cette expression la dépendance avec le carré de la fréquence. Le terme exponentiel provient de la dépendance en température de la densité d'électrons supraconducteurs. En effet, pour une température non nulle, la probabilité qu'une paire de Cooper se brise est donnée par la statistique de Maxwell-Boltzmann :

$$\frac{n_n(T)}{n_s} \propto \exp\left(-\frac{\Delta(T)}{k_B \cdot T}\right) \quad (2-39)$$

Avec $\Delta(T)$ l'énergie maximale que peut absorber un électron apparié en paire de Cooper sans être détruite. Ceci impose donc une limite d'énergie des photons absorbés et donc une limite en fréquence de l'onde électromagnétique à une centaine de GHz. En effet, l'énergie d'un photon est donnée par le produit de la constante de Planck et la fréquence de l'onde ($E_{\text{photon}} = \hbar\omega$).

Bien évidemment, la résistance réelle de surface est sujette aux différents défauts du matériau et à d'autres phénomènes et donc à une résistance résiduelle. Nous développerons cet aspect dans l'application particulière de la supraconductivité aux cavités accélératrices.

1.3 Aux limites de la supraconductivité

Ce paragraphe, loin d'être exhaustif, a pour but de donner quelques informations à propos de deux phénomènes apparaissant à l'interface entre une phase normale et une phase supraconductrice. Dans un premier temps, nous parlerons de l'effet de proximité d'un matériau supraconducteur, notion introduite par Pierre-Gilles de Gennes en 1964. Ensuite nous verrons l'effet de Josephson, phénomène prédit par le physicien du même nom en 1962.

1.3.1 L'effet de proximité supraconducteur

L'effet de proximité est un terme générique désignant la capacité d'un phénomène à s'étendre dans un milieu à proximité où il ne pourrait en théorie s'établir. Dans le cas de la supraconductivité, il a été observé à l'interface d'un supraconducteur que les paires de Cooper peuvent pénétrer à l'intérieur d'une zone normale avant d'être brisée. Et inversement, les électrons du conducteur normal peuvent pénétrer dans le supraconducteur. Autrement dit le paramètre d'ordre ψ défini dans les paragraphes précédents ne s'annule pas au niveau de l'interface mais décroît exponentiellement sur une distance caractéristique ξ_n :

$$\psi(x) = \psi_0 \cdot \exp\left(-\frac{x}{\xi_n}\right) \quad (2-40)$$

Selon la pureté du conducteur normal, c'est-à-dire selon le libre parcours moyen des électrons ℓ , en contact avec la phase supraconductrice l'expression de ξ_n est donnée par :

$$\begin{aligned} \xi_n &= \frac{\hbar \cdot v_F}{2 \cdot \pi \cdot k_B \cdot T} \\ &\text{pour } \ell \gg \xi_n \\ \xi_n &= \sqrt{\frac{\hbar \cdot v_F \cdot \ell}{6 \cdot \pi \cdot k_B \cdot T}} \\ &\text{pour } \ell \ll \xi_n \end{aligned} \quad (2-41)$$

Avec v_F la fréquence de Fermi.

Ainsi l'effet de proximité peut donner des propriétés supraconductrices à une couche non supraconductrice d'une très faible épaisseur ($\sim \xi_n$).

1.3.2 L'effet de Josephson

Cet effet est observable dans le cas où une couche conductrice ou même isolante suffisamment mince est prise en sandwich entre deux supraconducteurs. L'effet de proximité, comme énoncé, permet la circulation des paires de Cooper à travers la couche normale. Les fonctions des paramètres d'ordre ψ_1 et ψ_2 des deux blocs supraconducteurs, comme exprimées dans l'équation (2-18), possèdent respectivement les phases θ_1 et θ_2 (cf.

Figure 2-33a). Josephson montra que cette différence de phase induit un courant I et une tension V obéissant aux relations :

$$I = I_c \cdot \sin(\theta_2 - \theta_1)$$

et

$$\frac{d(\theta_2 - \theta_1)}{dt} = \frac{2 \cdot e \cdot V}{\hbar} \quad (2-42)$$

Avec I_c le courant supraconducteur maximal pouvant traverser la jonction et V la différence de potentiel apparaissant aux bornes de la jonction.

Le plus extraordinaire est que le courant I_c est défini par V_c (tension caractéristique de la jonction) ne dépendant en rien des paramètres de la barrière mais uniquement de la température T et de $\Delta(T)$ [LIKHAREV79].

A noter que la tension V_c n'est pas réelle car la différence de potentiel aux bornes de la couche est nulle ($\theta_1 - \theta_2$ est constant). Cette grandeur ne sert, dans ce cas là, qu'à définir le courant critique.

$$I_c = \frac{V_c}{R_N}$$

et

$$(2-43)$$

$$V_c = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{\Delta(T)}{e} \cdot \tanh\left(\frac{\Delta(T)}{2 \cdot k_B \cdot T}\right)$$

Avec R_N la résistance normale de la jonction et e la charge de l'électron.

La tension maximale atteinte lorsque T tend vers 0 est totalement déterminée par la température critique T_c du supraconducteur :

$$V_{c_{\max}} = \frac{\pi}{2 \cdot e} \cdot \Delta(0) \approx 2.4 \cdot 10^{-8} \cdot T_c \quad (2-44)$$

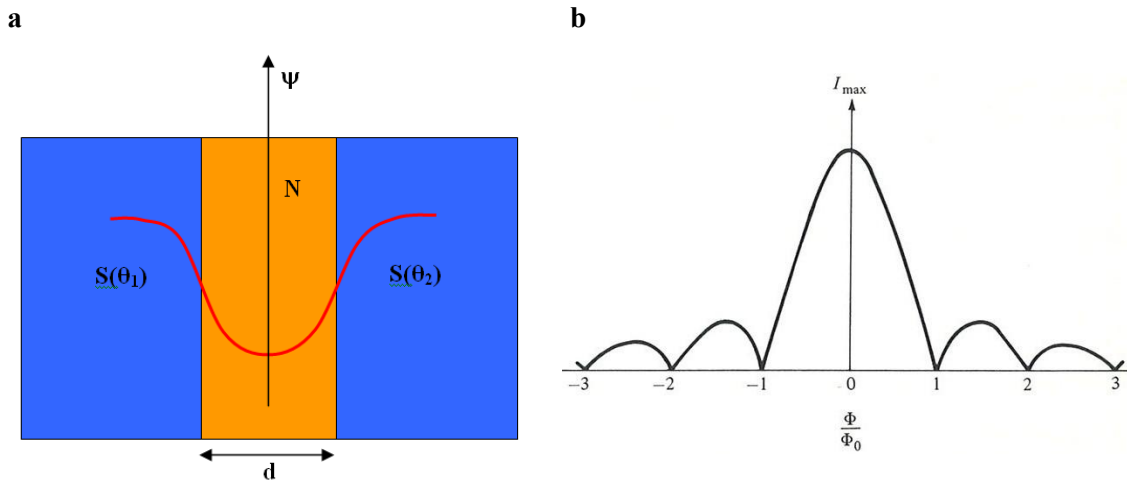


Figure 2-33 : (a) : Jonction de Josephson. Une fine couche d'un matériau non supraconducteur est insérée entre deux blocs supraconducteurs. Le paramètre d'ordre ne tombe pas à zéro au sein de la jonction autorisant les paires de Cooper à la traverser. (b) : Evolution du courant réel traversant une jonction soumise à un champ magnétique.

Dans le cas où une tension fixe est appliquée, le courant I traversant la jonction se met à osciller à la fréquence f_V directement proportionnelle à la tension :

$$f_V = \frac{2 \cdot e \cdot V}{\hbar} \quad (2-45)$$

Le facteur de proportionnalité (500 MHz/ μ V) est très élevé, rendant ce type de jonctions très sensibles aux champs électromagnétiques.

Nous constatons également que la totalité du courant traversant la jonction est transportée par les électrons supraconducteurs tant que celui-ci reste inférieur au courant critique I_c , donné par l'équation (2-43). Au-delà, une partie du courant est transportée par les électrons normaux de la jonction. Ceux-ci étant soumis à la résistivité de la jonction, il en résulte donc l'apparition d'une différence de potentiel faisant varier les phases θ_1 et θ_2 . Un terme alternatif de fréquence f_V se rajoute ainsi au courant continu.

Il a été également observé que l'application d'un champ magnétique parallèlement à la jonction a un effet non négligeable sur le courant supraconducteur maximal qu'elle peut supporter [TINKHAM75]. La phase du paramètre d'ordre étant modifiée par un champ magnétique et que le courant dépend de la différence de phase aux bornes de la jonction, on peut s'attendre à ce que le champ magnétique influe sur le courant réel. Considérons une jonction de surface $Y \cdot Z$ de normale \mathbf{x} , d'épaisseur d à laquelle on applique un champ magnétique H suivant l'axe \mathbf{z} . Le courant réel I_{\max} pouvant traverser la jonction peut s'exprimer sous la forme :

$$I_{\max} = I_0 \cdot \left| \frac{\sin\left(\frac{\pi \cdot \Phi}{\Phi_0}\right)}{\left(\frac{\pi \cdot \Phi}{\Phi_0}\right)} \right| \quad (2-46)$$

avec

$$\Phi = H \cdot Y \cdot (2 \cdot \lambda + d)$$

Avec I_0 le courant transporté par la jonction en l'absence de champ magnétique, Φ_0 le flux élémentaire défini par l'équation (2-30), et Φ le flux traversant la jonction et λ l'épaisseur de peau. Le courant réellement transporté a un comportement similaire à des franges d'interférence (cf. **Figure 2-33b**). Il s'annule lorsque le flux magnétique traversant la jonction est un multiple du flux élémentaire.

2. Les cavités accélératrices

2.1 L'accélération de particules

- 2.1.1 Les générateurs électrostatiques
- 2.1.2 Les systèmes oscillants
- 2.1.3 Les cavités résonantes

2.2 Les cavités résonantes ou résonateurs électromagnétiques

- 2.2.1 Approche électromagnétique des cavités résonantes
- 2.2.2 Modélisation électrique d'une cavité résonante
 - 2.2.2.1 *Le facteur de qualité*
 - 2.2.2.2 *Le champ accélérateur*
 - 2.2.2.3 *Les champs pics*
 - 2.2.2.4 *Bande passante*
 - 2.2.2.5 *Le temps de réponse*
- 2.2.3 Le couplage électromagnétique
 - 2.2.3.1 *Modélisation du couplage d'une cavité avec l'extérieur sans faisceau*
 - 2.2.3.2 *Les différents couplages*
 - 2.2.3.3 *Modélisation du couplage faisceau*
- 2.2.4 Les différentes géométries : à chaque besoin sa cavité

2.3 Les cavités supraconductrices : solution ampliative ou de substitution aux cavités « chaudes »?

- 2.3.1 Les matériaux supraconducteurs utilisables pour l'accélération de particules
- 2.3.2 Le cuivre, matériau optimal pour les cavités « chaudes »
- 2.3.3 Confrontation des deux technologies
- 2.3.4 Les matériaux supraconducteurs de demain

2.1 L'accélération de particules

Comme énoncé dans l'introduction, l'accélération de particules a trouvé de plus en plus d'applications au fil des années. L'accessibilité des nouvelles technologies d'une part et les travaux de recherche et développement des systèmes d'accélération d'autre part a suscité l'intérêt non seulement de la physique fondamentale mais aussi d'applications plus sociétales (hadron thérapie, transmutation des déchets nucléaires, stérilisation alimentaire, irradiation de matériaux, applications militaires...). L'accélération de particules ne relève plus uniquement de la volonté de percer les mystères de la physique, mais également de donner accès à une puissance et une capacité de traitement jusqu'alors inatteignable. Ceci a nécessité notamment l'évolution des procédés et techniques d'accélération. La diversité des applications et des possibilités de configuration a mené à la création de plusieurs structures accélératrices comme énoncé dans l'introduction. Nous nous intéresserons dans cette partie et de manière non exhaustive aux différents procédés d'accélération proprement dit.

Un accélérateur complet est en quelque sorte une mise en cascade de différents sous-éléments électromagnétiques (statiques ou oscillants) ayant chacun un rôle bien déterminé :

- La génération des particules : source d'ion
- La focalisation, guidage et correction du faisceau de particules : dipôles, quadripôles et sextupôles magnétiques.
- L'accélération du faisceau : condensateur électrostatique, cavité résonante.

Nous nous limiterons ici à l'évolution de la partie accélératrice. Nous terminerons sur le sujet central de ce manuscrit qui est la cavité accélératrice supraconductrice.

2.1.1 Les générateurs électrostatiques

Cette méthode d'accélération la plus simple et la plus intuitive a été la première voie empruntée par les physiciens Cockcroft-Walton et Van de Graaf encouragés par les recherches de Rutherford sur l'atome en 1928 (cf. **Figure 2-34b et c**). Il s'agit d'utiliser la force électrique exercée sur une particule chargée par un champ électrique :

$$\vec{F}_e = q \cdot \vec{E} = q \cdot (V_2 - V_1) \cdot \vec{n} \quad (2-47)$$

Le champ électrique **E** est créé entre deux plaques portées à un potentiel différent (V_2 et V_1). L'énergie finale de la particule est proportionnelle à la différence de potentiel entre les deux plaques (cf. **Figure 2-34a**).

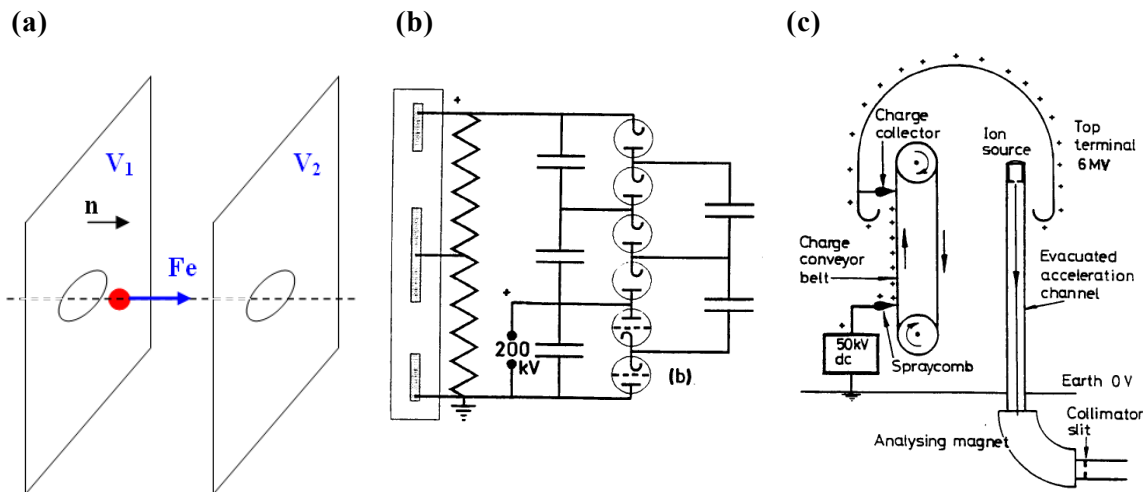


Figure 2-34 : (a) : Principe de l'accélération électrostatique. Une force F_e est appliquée sur une particule chargée q par un champ électrique E . (b) : Schéma de principe d'un générateur électrostatique de type Cockcroft-Walton. (c) : Schéma de principe d'un accélérateur électrostatique de type Van de Graaff. Le potentiel électrostatique d'un dôme creux est alimenté par une chaîne chargée positivement. L'accumulation des charges sur le dôme a permis d'atteindre des potentiels de plusieurs millions de Volts. Figure b et c extraites de [CERN94].

Ce type de générateur a très rapidement atteint ses limites en termes de capacité d'accélération. La dimension minimum de tels générateurs est problématique car est déterminée par la tension de claquage du milieu ambiant (meilleur isolant utilisé de nos jours : l'hexafluorure de soufre SF_6). Les particules ne peuvent pas être accélérées à plus de plusieurs dizaines de MeV. Ce type d'accélérateur est encore utilisé par exemple dans une configuration dite « tandem » à l'IPN d'Orsay^a (potentiel central à 15 MV) et au laboratoire national de Oak Ridge^b (potentiel record de 25.5 MV). Celle-ci permet de doubler les capacités d'accélération en changeant l'état de charge au milieu de l'accélération. Si le centre de la machine est porté à un potentiel positif, la particule est accélérée du potentiel nul au potentiel central positif, l'état de charge est ensuite changé à l'aide d'éplucheurs d'ions, la particule peut être à nouveau accélérée du potentiel positif au potentiel nul.

On s'aperçoit qu'il n'est guère possible dans cette configuration d'obtenir un champ électrique supérieur à typiquement 1 MV/m, limite trop restrictive pour la physique des hautes énergies (physique des particules).

2.1.2 Les systèmes oscillants

Suite à l'idée proposée par Ising en 1924, Widerøe montra en 1928 qu'il est possible d'accélérer des particules avec un champ électrique variable moins intense et cela à des énergies bien plus élevées comparé aux structures électrostatiques. Cela consiste, après une première accélération, à faire redescendre le potentiel de la particule « sans que celle-ci ne s'en aperçoive » lors de son passage à l'intérieur d'un conducteur cylindrique

^a Tandem de l'IPN d'Orsay, France : <http://ipnweb.in2p3.fr/tandem-alto/tandem/>

^b Tandem du laboratoire d'Oak Ridge, Etats-Unis : <http://www.phy.ornl.gov/hribf/accelerator/tandemweb/index.html>

creux, ou appelé par Ising « drift tube ». En effet, si l'on utilise le théorème de Gauss, ou équation de Maxwell intégrée donnée par :

$$\oiint_S \vec{E}(M, t) \cdot d\vec{S}(M) = -\frac{Q_{\text{int}}}{\epsilon_0} \quad (2-48)$$

avec \vec{E} le champ électrique, S une surface fermée, Q_{int} la charge totale à l'intérieur de la surface et ϵ_0 , la permittivité du vide, nous nous apercevons que le champ électrique appliqué sur une surface fermée est strictement nul si la totalité des charges sont extérieures à cette surface fermée. Ainsi, si nous considérons l'enveloppe de la particule comme cette surface fermée à l'intérieur du conducteur cylindrique, représentant lui le porteur de charges, nous remarquons que cette particule n'est soumise à aucun champ électrique quelque soit le potentiel électrique du cylindre. Le potentiel électrique peut donc être modifié sans crainte de perturber le mouvement de la particule.

Une fois le potentiel redescendu la particule sort du « drift tube », est à nouveau accélérée par le champ électrique et passe à nouveau dans un « drift tube » et ainsi de suite (cf. **Figure 2-35**).

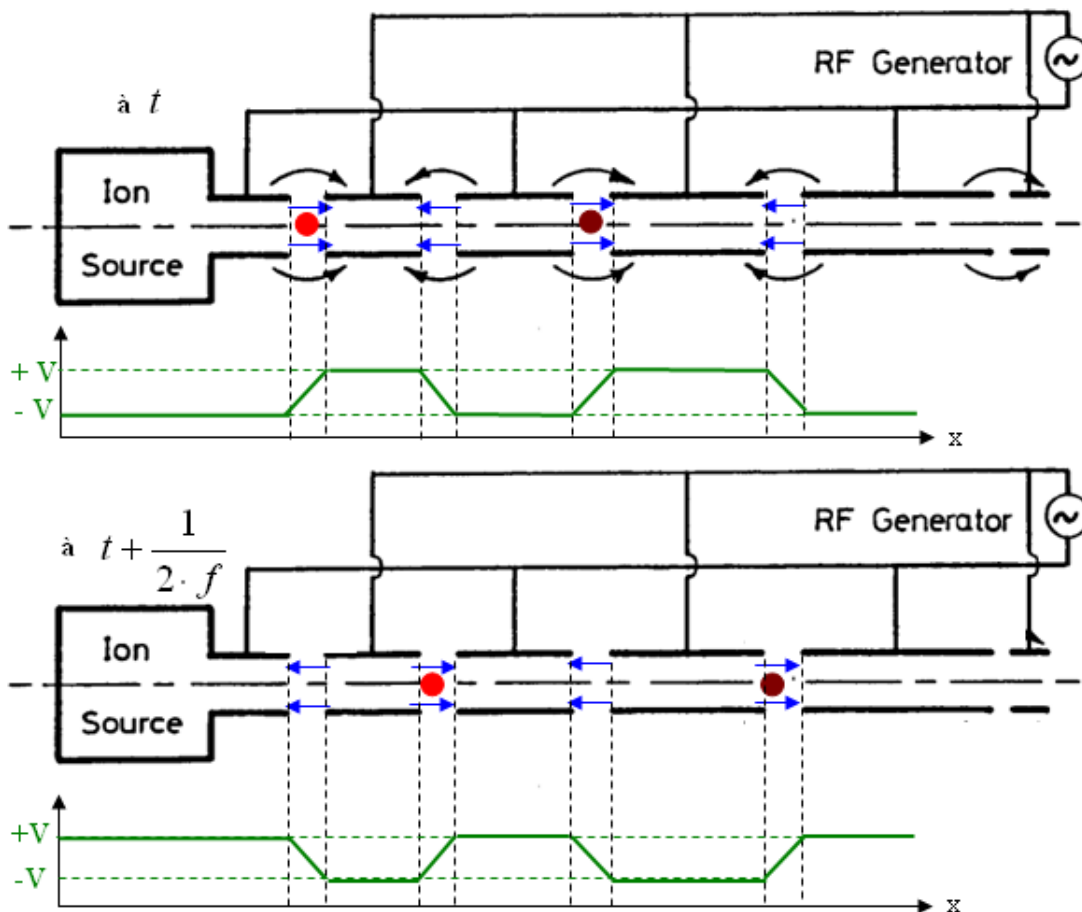


Figure 2-35 : Schéma de principe d'un accélérateur linéaire RF avec « drift tube ». A l'instant t , les particules (ici de charge négative) passent dans les « gap » accélérateur ayant un champ électrique dirigé dans le bon sens. Durant leur parcours dans le « drift tube », le potentiel de chaque tube est inversé. A $t + 1/(2f)$, les particules ressortent des tubes et voient à nouveau un champ accélérateur. Avec f la fréquence du générateur RF et V l'amplitude maximale de la tension.

Force est de constater que la mise en œuvre d'une telle structure impose des contraintes de conception et d'utilisation très fortes. Elle demande premièrement un synchronisme parfait entre le signal sinusoïdal délivré par le générateur RF et le passage de la particule dans un « gap » accélérateur. De plus, l'écartement entre chaque « drift tube » et la longueur de chaque « drift tube » doit respecter exactement le gain en énergie (et donc l'augmentation de vitesse) des particules dans un « gap » accélérateur.

En théorie cette structure accélératrice n'admet pas de limite en énergie. Cependant une grande partie de la longueur de la structure (c'est-à-dire tous les « drift tube ») est inutile en terme d'accélération. La condition de synchronisme exprimée par l'équation :

$$L = \frac{v}{2 \cdot f} \quad (2-49)$$

Avec L la longueur d'un « drift tube », v la vitesse des particules et f la fréquence du générateur, nous montre que la compacité d'un tel linac^a n'est pas très optimale, surtout à haute énergie. Typiquement, pour une fréquence de 300 MHz et des particules ayant une vitesse de 0.5 · c, la longueur d'un tube est de 25 centimètres.

Ainsi de tels Linacs RF sont des structures accélératrices très appropriées à basse énergie et pour des courants très forts car des éléments de focalisation magnétique sont insérés au niveau de chaque « drift tube » compensant la forte répulsion coulombienne du faisceau à basse énergie. Elles sont très souvent utilisées en tant qu'injecteur pour des accélérateurs plus adaptés aux hautes énergies (synchrotron, cavités accélératrices indépendantes, ...).

Toujours à la même période, c'est-à-dire peu avant les années 1930 et inspiré par les travaux de Widerøe, Ernest Lawrence étudiait la faisabilité du cyclotron, en quelque sorte l'équivalent circulaire du Linac RF (cf. **Figure 2-36a**). Les « drift tube » sont remplacés par deux entrefers en demi-cercle (« Dee ») où un champ magnétique statique et vertical courbe la trajectoire des particules. L'accélération est effectuée sur l'axe central dans un « gap » accélérateur séparant les deux entrefers. Les particules sont injectées au centre du cyclotron, accélérées une première fois dans le « gap » accélérateur, courbées dans les parties magnétiques puis ré-accelérées dans le « gap » et ainsi de suite. En gagnant de l'énergie et après chaque demi-tour, le rayon de courbure des particules augmente pour décrire une trajectoire spiralée. Les particules sont extraites lorsqu'elles atteignent le rayon maximal. Les cyclotrons sont soumis aux mêmes contraintes de synchronisme, c'est-à-dire que les particules doivent pénétrer dans le « gap » accélérateur au moment où le champ électrique est maximal. La condition est donnée par l'intensité du champ magnétique B, la charge q et la masse m des particules :

$$fc = \frac{q \cdot B}{\pi \cdot m} \quad (2-50)$$

Typiquement, pour des protons et un champ magnétique d'environ 1 Tesla, la fréquence du champ est d'environ 30 MHz. Cependant, lorsque les particules deviennent relativistes, cette condition de synchronisme n'est plus valide ce qui impose donc une

^a Linac : « LINear ACcelerator »

limite d'énergie. Afin de repousser cette limite, il est possible de faire évoluer le champ magnétique ou la fréquence en fonction du temps (synchro-cyclotron), mais cela n'autorise plus l'accélération de plusieurs paquets de particules à la fois.

L'idée de faire varier le champ magnétique non pas en fonction du temps mais de manière radiale, c'est-à-dire en fonction du rayon, est toujours d'actualité et a donné naissance aux FFAG^a, machines délicates à mettre œuvre due à la géométrie complexe des dipôles magnétiques [CERN04], [CRADDOCK08].

En 1940, Kerst reprit les travaux non publiés de Widerøe et mit au point une machine circulaire, le bêtatron, basée sur la loi de Faraday :

$$R\vec{\omega}t(\vec{E}(M,t)) = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}(M,t) \quad (2-51)$$

c'est-à-dire qu'un champ magnétique variable crée un champ électrique tournant (cf. **Figure 2-36b**). Cette solution a été très rapidement commercialisée car très simple à mettre en œuvre mais souffre également d'une limite en énergie ne donnant pas accès aux hautes énergies.

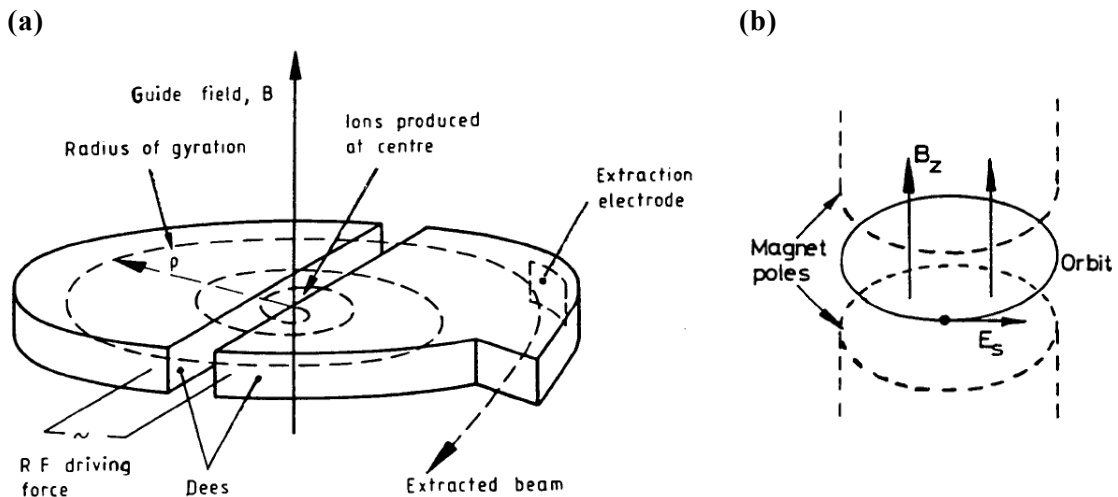


Figure 2-36 : (a) schéma de principe du fonctionnement d'un cyclotron. (b) Schéma de principe d'un bêtatron. Figures extraites de [CERN94].

^a FFAG : Fixed Field Alternating Gradient.

2.1.3 Les cavités résonantes

Les contraintes imposées par les géométries des Linacs RF limitent grandement leur utilisation à haute énergie, lorsque la vitesse des particules devient relativiste. La seule façon de réduire les contraintes sur la longueur des « drift tube » est de rendre indépendant chaque « gap » accélérateur. Le synchronisme n'est plus respecté géométriquement mais est obtenu en jouant sur la phase de l'onde RF de chaque cavité. Ainsi il est possible d'accoler plusieurs cavités accélératrices déphasées et isolées d'un point de vue électromagnétique l'une par rapport à l'autre. Ceci rend les structures accélératrices plus modulables permettant d'accélérer et de focaliser au besoin le faisceau aux endroits les plus propices.

Moins contraint lors de la conception et pour leur utilisation, les géométries des cavités accélératrices ont pu être optimisées en termes de performances accélératrices (diminution des pertes ohmiques, champ maximum augmenté,...). Contrairement aux systèmes oscillants, des facteurs de surtension très élevés sont atteignables grâce à la mise en résonance de l'onde électromagnétique à l'intérieur de la cavité. Le champ électrique d'accélération n'est plus directement donné par la différence de potentiel délivrée par le générateur RF (cf. **Figure 2-35**) mais par la répartition des champs électromagnétiques à l'intérieur d'un conducteur métallique.

Nous parlerons plus en détail des cavités accélératrices dans le chapitre suivant portant sur la modélisation électrique des cavités résonantes.

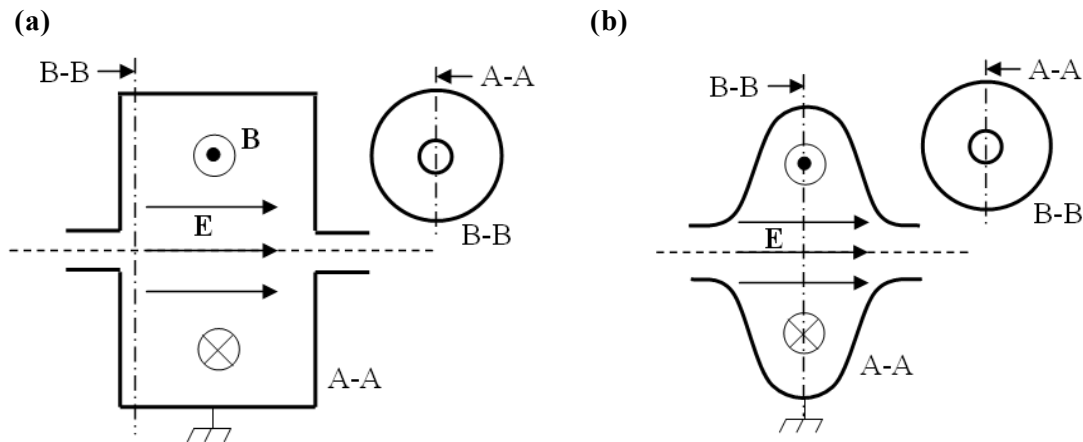


Figure 2-37 : (a) : Cavité résonante cylindrique de type « Pillbox ». (b) : Cavité résonante elliptique.

2.2 Les cavités résonantes ou résonateurs électromagnétiques

2.2.1 Approche électromagnétique des cavités résonantes

La résonance d'une onde électromagnétique est obtenue par confinement à l'intérieur d'un volume. Celui-ci est délimité par une surface fermée ayant la capacité de réfléchir l'onde électromagnétique. La résonance est d'autant plus forte que la part réfléchie est grande et que, nous le verrons plus tard, que la conductivité électrique est grande. La propagation de l'onde dans un milieu diélectrique (ici le vide) est donnée par les équations de Maxwell :

$$\text{div}(\vec{E}(M,t)) = \text{div}(\vec{B}(M,t)) = 0$$

$$\text{rot}(\vec{E}(M,t)) = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}(M,t) \quad (2-52)$$

$$\text{rot}(\vec{B}(M,t)) = \mu_0 \cdot \varepsilon_0 \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}(M,t)$$

Avec μ_0 et ε_0 respectivement la perméabilité et la permittivité du vide.

En utilisant la propriété donnée par l'équation (2-7) et les équations de Maxwell ci-dessus, nous en déduisons que :

$$\begin{aligned} \Delta \vec{E}(M,t) - \mu_0 \cdot \varepsilon_0 \cdot \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}(M,t) &= 0 \\ \Delta \vec{B}(M,t) - \mu_0 \cdot \varepsilon_0 \cdot \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2}(M,t) &= 0 \end{aligned} \quad (2-53)$$

La vitesse de propagation d'une onde électromagnétique dans le vide est donnée par la célérité de la lumière c , c'est-à-dire :

$$c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \cdot \mu_0}} \quad (2-54)$$

L'onde électromagnétique est confinée à l'intérieur d'une surface conductrice. Les conditions aux limites sont données par les relations de passage à une interface entre un milieu diélectrique et métallique, soit :

$$\begin{aligned} \vec{n}_{vide \rightarrow \text{métal}} \cdot (\vec{E}(t)_{\text{métal}} - \vec{E}(t)_{\text{vide}}) &= \frac{\sigma}{\epsilon_0} & \vec{n}_{vide \rightarrow \text{métal}} \wedge (\vec{E}(t)_{\text{métal}} - \vec{E}(t)_{\text{vide}}) &= \vec{0} \\ \vec{n}_{vide \rightarrow \text{métal}} \cdot (\vec{B}(t)_{\text{métal}} - \vec{B}(t)_{\text{vide}}) &= 0 & \vec{n}_{vide \rightarrow \text{métal}} \wedge (\vec{B}(t)_{\text{métal}} - \vec{B}(t)_{\text{vide}}) &= \mu_0 \cdot \vec{j}_S \end{aligned} \quad (2-55)$$

Avec \mathbf{n} le vecteur normal à l'interface considérée.

On remarque que les composantes tangentielles du champ électrique et normales du champ magnétique sont strictement nulles. Les champs électriques de surface sont donnés par la conductivité σ du métal. Les champs magnétiques induisent quant à eux des courants de surfaces \mathbf{j}_S perpendiculaires, responsables des dissipations ohmiques.

Les conditions aux limites ainsi que la périodicité des ondes à l'intérieur d'une cavité ne donnent pas une solution unique pour la répartition des champs électromagnétiques. Si nous considérons le cas d'une cavité cylindrique (cf. **Figure 2-37a**), et que l'onde se propage selon l'axe horizontal \mathbf{z} , on peut montrer qu'il existe une infinité de solutions (ou modes notés $\text{TM}_{0\ell m}$) données, en coordonnées polaires, par :

$$\begin{cases} E_z = E_0 \cdot J_0\left(\frac{P_{0\ell}}{r_0} \cdot r\right) \cdot \cos\left(\frac{m \cdot \pi}{h} \cdot z\right) \\ E_r = E_0 \cdot \frac{m \cdot \pi \cdot r_0}{P_{0\ell} \cdot h} \cdot J_1\left(\frac{P_{0\ell}}{r_0} \cdot r\right) \cdot \sin\left(\frac{m \cdot \pi}{h} \cdot z\right) \end{cases} \quad (2-56)$$

Avec ℓ et m deux entiers positifs, J_0 et J_1 les fonctions de Bessel d'ordre 0 et 1, $P_{0\ell}$ est le $\ell^{\text{ième}}$ zéro de la fonction de Bessel d'ordre 0, r_0 et h sont respectivement le rayon et la longueur du cylindre d'axe \mathbf{z} . Le champ magnétique \mathbf{B} est en tout point donné par la deuxième équation de Maxwell (2-52), c'est-à-dire perpendiculaire au champ électrique et déphasé d'une demi-période.

En traçant les deux premiers modes TM_{010} et TM_{011} (cf. **Figure 2-38**), nous pouvons constater que le mode intéressant pour accélérer des particules ne peut être que le mode d'ordre $m = 0$, les modes d'ordres supérieurs ont une composante radiale défocalisante.

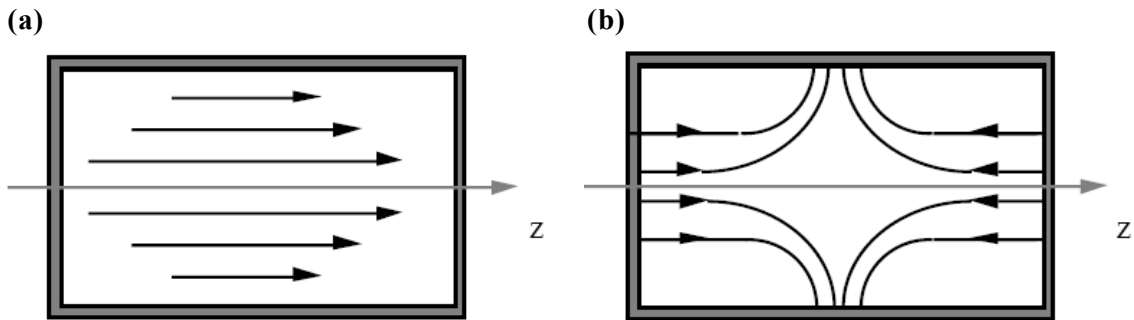


Figure 2-38 : Représentation de la composante électrique des modes TM_{010} (a) et TM_{011} (b).
Figure extraite de [CERN94].

Quelques soient les géométries des cavités, elles admettent une infinité de modes dont un seul est intéressant. Il est de ce fait important que le recouvrement entre le mode intéressant et tout autre mode soit nul pour éviter tout risque de délocaliser le faisceau.

2.2.2 Modélisation électrique d'une cavité résonante

Une cavité résonante idéale (sans amortissement) se comporte comme un système du second ordre, les champs électromagnétiques obéissant à une équation du second ordre du type :

$$E(t) + \frac{1}{\omega_0^2} \cdot \frac{d^2 E}{dt^2}(t) = 0 \quad (2-57)$$

Avec ω_0 la pulsation de résonance. Cependant les champs électromagnétiques sont soumis à la résistivité de l'enceinte métallique ce qui induit des pertes ohmiques et donc un terme dissipatif peut être ajouté à l'équation (2-57). L'équation différentielle générale d'un système du second ordre amorti est donnée par :

$$E(t) + \frac{1}{Q_0 \cdot \omega_0} \cdot \frac{dE}{dt}(t) + \frac{1}{\omega_0^2} \cdot \frac{d^2 E}{dt^2}(t) = 0 \quad (2-58)$$

Avec Q_0 le facteur de qualité intrinsèque (ou de surtension) du système.

Le système est donc analogue à un circuit résonant type RLC comme schématisé

Figure 2-39 :

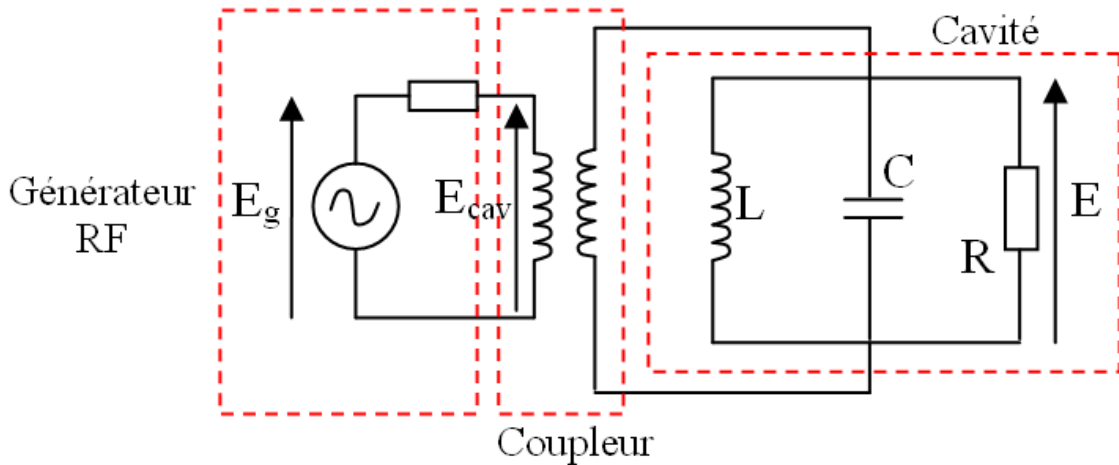


Figure 2-39 : Schéma électrique équivalent d'une cavité résonante couplée à un générateur RF.

L'équation différentielle gérant le comportement de ce circuit RLC s'écrit :

$$E(t) + \frac{L}{R} \cdot \frac{dE}{dt}(t) + LC \cdot \frac{d^2 E}{dt^2}(t) = 0 \quad (2-59)$$

L'analogie électrique nous permet donc d'exprimer les caractéristiques Q_0 et ω_0 en fonction des grandeurs R , L et C :

$$Q_0 = \frac{R}{L \cdot \omega_0} = R \cdot \sqrt{\frac{C}{L}} \text{ et } \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

et

$$Z_{cav} = \frac{R}{1 + j \cdot Q_0 \cdot \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right)} \quad (2-60)$$

Les paramètres L et C ne dépendent que de la géométrie de la cavité. En d'autres termes, le facteur (R/Q) et la fréquence de résonance de la cavité ne dépendent que de la géométrie de la cavité.

La résolution de l'équation **(2-58)**, cette fois en régime forcé nous donne :

$$E(t) = \frac{E_{cav}}{\sqrt{\left(1 - \frac{\omega_g^2}{\omega_0^2}\right)^2 + \left(\frac{\omega_g}{Q_0 \cdot \omega_0}\right)^2}} \cdot \cos(\omega_g \cdot t + \varphi - \varphi_g)$$

et

$$\varphi = -\arctan\left(\frac{\omega_g \cdot \omega_0}{Q_0 \cdot (\omega_0^2 - \omega_g^2)}\right)$$

Avec E_{cav} l'amplitude réelle du champ en entrée de la cavité. Elle est reliée à l'amplitude E_g du générateur et au coefficient de réflexion ρ :

$$E_{cav} = E_g \cdot (1 - \rho) \quad (2-62)$$

Nous pouvons tracer l'évolution de l'amplitude et la phase du champ électrique en fonction de la fréquence générateur :

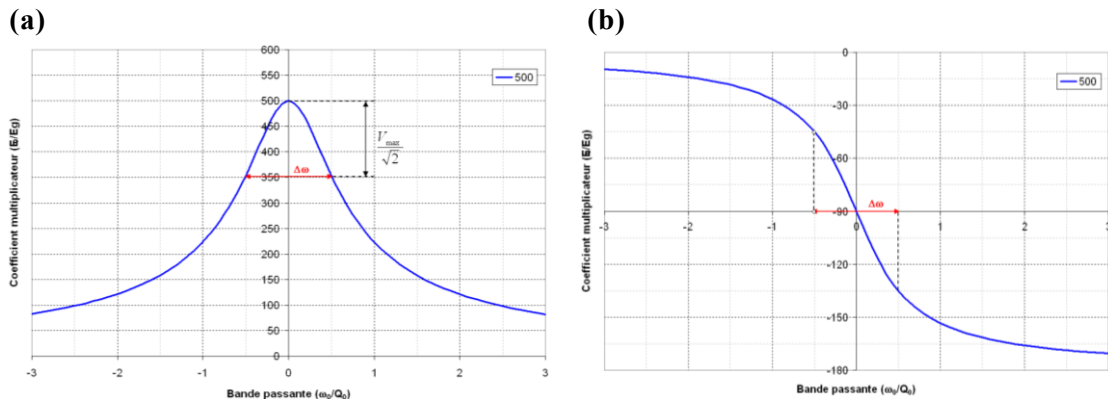


Figure 2-40 : Evolution de l'amplitude (a) et de la phase (b) du champ électromagnétique résonant à l'intérieur d'une cavité au voisinage de la fréquence propre. Le facteur de qualité est de 500.

2.2.21 Le facteur de qualité

Le facteur de qualité rend compte de la capacité d'un système résonant à emmagasiner l'énergie. La mise en résonance consiste à amplifier les capacités d'un système oscillant en lui apportant à chaque période plus d'énergie qu'il n'en perd. A chaque période le niveau d'énergie augmente (régime transitoire) jusqu'à ce que les pertes compensent exactement l'apport d'énergie (régime stationnaire).

La valeur maximale de champ est obtenue pour une fréquence vérifiant :

$$\omega_{\max} = \omega_0 \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{1}{2 \cdot Q_0} \right)^2} \quad (2-63)$$

En ce qui concerne les cavités accélératrices le facteur de qualité est très supérieur à 1, nous ferons donc l'hypothèse que $\omega_0 = \omega_{\max}$ et que $E_{\max} = E(\omega = \omega_0)$. Ainsi, si la cavité est alimentée par un générateur RF à exactement la fréquence de résonance, c'est-à-dire $\omega_0 = \omega_g$, le champ électrique est maximum et se simplifie comme :

$$E(\omega_0) = Q_0 \cdot E_{cav} \quad (2-64)$$

On se rend compte que le champ électrique dans la cavité surpasse le champ délivré par le générateur et ce d'autant plus que le facteur de surtension est grand :

$$Q_0 = \frac{R}{L \cdot \omega_0} \quad (2-65)$$

Ainsi une cavité accélératrice peut atteindre un facteur de qualité d'autant plus fort que R est grand et que son inductance L et sa fréquence de résonance sont petites. *A noter que la résistance R, appelée impédance « shunt », n'est en rien comparable, comme elle a été définie ici, à la résistance de surface de la cavité. Bien au contraire, elle est inversement proportionnelle à la résistance de surface. D'après la **Figure 2-39**, plus R est grand et plus le courant la traversant est petit et donc les pertes ohmiques faibles.*

Le facteur de qualité peut être de même défini à partir d'une approche énergétique. Il s'agit de la part d'énergie perdue sur un battement. Notons U l'énergie électromagnétique emmagasinée dans la cavité et Pc la puissance dissipée dans la cavité. Nous supposons les pertes diélectriques dans le vide comme nulles et les pertes ohmiques ne provenant que des courants induits par le champ magnétique (cf. équations (2-55)). Ainsi :

$$Q_0 = \omega_0 \cdot \frac{U}{Pc} \quad (2-66)$$

$$Pc = \frac{Rs}{2 \cdot \mu_0^2} \int_S |B|^2 dS \quad U = \frac{1}{2 \cdot \mu_0} \int_V |B|^2 dV$$

Avec Rs la résistance de surface de la cavité. Il est intéressant de remarquer que si l'on définit un facteur géométrique G, nous pouvons réécrire l'expression précédente :

$$Q_0 = \frac{G}{R_s}$$

Avec

$$G = \mu_0 \cdot \omega_0 \cdot \frac{\int_V |B|^2 dV}{\int_S |B|^2 dS} \quad (2-67)$$

G ne dépend en rien de l'intensité des champs électromagnétiques mais uniquement de la géométrie de la cavité. Il est facilement calculé numériquement à l'occasion de la conception de la cavité. *Nous verrons dans la partie 2 (émission de champ) que le champ électrique peut également provoquer des pertes via le phénomène d'émission de champ.*

2.2.22 Le champ accélérateur

Le champ accélérateur est défini comme le champ moyen que voit le faisceau à l'intérieur de la cavité. Il peut donc être exprimé à partir du gain en énergie, de la charge q et de la longueur d'accélération L.

$$E_{acc} = \frac{\Delta U}{q \cdot L} \quad (2-68)$$

A noter que la longueur L n'a pas la même définition dans toute la communauté. Elle est soit prise égale à la longueur d'encombrement de la cavité (c'est à dire la distance entre les deux extrémités de la cavité), soit comme la longueur réelle d'accélération ou encore égale au produit ($\beta \cdot \lambda$). β correspond au rapport optimal (pour lequel la cavité a été optimisée) entre la vitesse de la particule et la vitesse de la lumière et λ la longueur d'onde RF. *Dans le cas des cavités quart-d'onde Spiral2, le champ accélérateur est déterminé à partir de la dernière définition. Les β sont égaux à 7 % pour les cavités type A et 12 % pour les cavités B. La fréquence étant de 88 MHz, les longueurs L sont donc respectivement de 0.31 m et 0.41 m. Le champ accélérateur visé est de 6.5 MV/m à partir de la définition du ($\beta \cdot \lambda$). Le champ serait de 5.9 MV/m en prenant en compte l'encombrement total de la cavité (~0.45 m), ou 19 MV/m en ne considérant que les « gaps » accélérateurs (2 gaps de 7 cm).*

A partir du profil du champ au niveau de l'axe faisceau que nous noterons E_z non uniforme le long du parcours, nous pouvons définir plus exactement le champ accélérateur en prenant également en compte le temps de passage de la particule :

$$E_{acc} = \frac{1}{L} \cdot \left| \int_0^L E_z(z) \cdot \exp\left(j \cdot \omega_0 \cdot \frac{z}{\beta \cdot c}\right) \cdot dz \right| \quad (2-69)$$

2.2.23 Champs pics

La connaissance du champ pic dans la cavité nous permet de connaître en théorie quel est le champ accélérateur maximal atteignable, notamment pour les cavités supraconductrices. Nous avons vu qu'un matériau supraconducteur ne peut contenir un champ magnétique de surface supérieur à H_{sh} (cf. **partie 2, Champ magnétique limite réel**). De même un champ électrique trop intense favorise l'émission électronique qui au-delà d'un certain seuil peut s'avérer destructeur. Ainsi, tout le jeu de l'optimisation d'une cavité consiste à réduire au maximum l'écart entre les champs pics de surface et le champ accélérateur. Nous pouvons donc définir deux rapports nous donnant la corrélation à tout niveau de champ :

$$\alpha_1 = \frac{E_{pic}}{E_{acc}} \text{ et } \alpha_2 = \frac{B_{pic}}{E_{acc}} (mT/MV/m) \quad (2-70)$$

Selon les différentes géométries, il est possible d'atteindre des rapports plus ou moins bas. *Pour exemple, les cavités B Spiral2 affichent des rapports α_1 et α_2 de respectivement 4.76 et 9.35 mT/MV/m. alors que les cavités elliptiques ont été optimisées jusqu'à des valeurs approximatives de 2 et 4 mT/MV/m.*

2.2.24 Bande passante

Nous pouvons définir la bande passante notée Δf d'un système résonant comme deux fois l'écart en fréquence (par rapport à f_0) pour lequel le champ électrique est atténué d'un facteur racine de deux ou en terme de puissance, lorsque celle-ci est divisée par deux (appelée aussi largeur à mi-hauteur). On peut montrer que cela est obtenu pour :

$$\Delta\omega = 2 \cdot \left(\omega_{P_{max}/2} - \omega_0 \right) = \frac{\omega_0}{Q_L} \quad (2-71)$$

Avec Q_L le facteur de qualité global du système ou facteur de qualité en charge (cf. **2.2.3 Le couplage électromagnétique**).

La bande passante de la cavité est directement liée au facteur de qualité en charge de la cavité. En théorie, l'évaluation du facteur de qualité pourrait s'effectuer simplement en mesurant la bande passante de la cavité. Cependant en pratique, cette mesure est très délicate à effectuer et dépend sensiblement du couplage de la cavité avec le générateur. La mesure de la bande passante est donc plus utilisée pour l'évaluation du couplage de la cavité car nous le verrons celui-ci prédomine dans la majorité des cas le facteur de qualité de la cavité.

2.2.25 Temps caractéristique

Le temps de réponse de la cavité correspond au temps caractéristique de décharge de la cavité lorsque celle-ci n'est plus alimentée. Ce temps est donc déterminé par les différentes pertes de puissances du système (effet joule, couplages avec l'extérieur,...). Ce temps de décroissance est donc très lié au facteur de qualité de la cavité.

Lorsque le générateur RF est arrêté, le champ électromagnétique au sein de la cavité devient solution de l'équation suivante :

$$E(t) + \tau \cdot \frac{dE}{dt}(t) + \frac{1}{\omega_0^2} \cdot \frac{d^2 E}{dt^2}(t) = 0 \quad (2-72)$$

Avec

$$\tau = \frac{Q_0}{\omega_0} = \frac{1}{\Delta\omega}$$

τ correspond au temps de réponse de la cavité et correspond à l'inverse de la bande passante définie auparavant.

Cette équation admet une solution s'écrivant :

$$E(t) = E_0 \cdot \exp\left(-\frac{t}{2 \cdot \tau}\right) \cdot \cos(\omega_0 \cdot t + \varphi) \quad (2-73)$$

Le champ électromagnétique bat à la pulsation ω_0 (nous sommes toujours dans l'approximation $Q_0 \gg 1$) et son enveloppe décroît avec une constante de temps τ . La puissance électromagnétique, proportionnelle au carré du champ peut donc s'écrire :

$$P_E(t) = P_{E0} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \cdot [1 - \cos(2 \cdot \omega_0 \cdot t + \varphi)] \quad (2-74)$$

On s'aperçoit que la puissance bat à une pulsation de $2\omega_0$ et que son enveloppe décroît avec une constante de temps deux fois plus courte.

2.2.26 L'impédance shunt

Comme nous l'avons énoncé rapidement auparavant, l'impédance shunt provient de la modélisation électrique de la cavité et correspond à la résistance parallèle équivalente (cf. **Figure 2-39**) du circuit résonant. En définissant la tension équivalente V_{cav} aux bornes de cette résistance shunt par le produit $L_{acc} \cdot E_{acc}$, nous pouvons définir également :

$$P_C = \frac{V_{cav}^2}{R} = \frac{(E_{acc} \cdot L_{acc})^2}{\frac{R}{Q_0} \cdot Q_0} \quad (2-75)$$

Il est intéressant de faire apparaître le rapport R/Q_0 , car nous avons vu (cf. **équation (2-60)**) qu'il ne dépend que de la géométrie de la cavité et peut donc être facilement déterminé lors de la conception de la cavité. Cette définition va nous permettre d'exprimer très rapidement le champ accélérateur en fonction de la puissance dissipée dans la cavité et son facteur de qualité avec :

$$E_{acc} = K \cdot \sqrt{Q_0 \cdot P_C} \quad (2-76)$$

avec

$$K = \frac{1}{L_{acc}} \cdot \sqrt{R/Q_0}$$

2.2.3 Le couplage électromagnétique

Nous avons vu jusqu'ici qu'une cavité résonante idéale ne subit que des pertes ohmiques. Or nous comprenons bien que cette approche n'est plus valable à partir du moment où l'on veut faire passer un faisceau à l'intérieur de la cavité et l'alimenter. Ceci suppose l'ouverture de la cavité induisant des pertes supplémentaires. Elles ne se limitent donc plus à la puissance dissipée sur les surfaces. Ainsi nous pouvons réécrire l'équation (2-66) et y ajouter plusieurs termes en fonction du nombre d'ouvertures n_{port} :

$$Q_L = \omega_0 \cdot \frac{U}{P_c + \sum_{n_{port}} P_n} \quad (2-77)$$

Avec Q_L appelé le facteur de qualité en charge. Si nous considérons la puissance soutirée par le faisceau, deux ouvertures identiques pour le faisceau, un port de couplage pour générateur RF et un autre port de diagnostic nous pouvons écrire :

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{P_c + 2 \cdot P_{ouverture} + P_i + P_t + P_{faisceau}}{\omega_0 \cdot U} \quad (2-78)$$

Nous pouvons définir différents couplages $Q_{ouverture}$, Q_i , Q_t et $Q_{faisceau}$ de la même façon que le facteur de qualité de la cavité et écrire :

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_0} + \frac{2}{Q_{ouverture}} + \frac{1}{Q_i} + \frac{1}{Q_t} + \frac{1}{Q_{faisceau}} \quad (2-79)$$

Avec

$$Q_n = \omega_0 \cdot \frac{U}{P_n}$$

On se rend compte que dans le cas d'une cavité totalement équipée, le facteur de qualité en charge dépend de plusieurs paramètres pouvant être déterminés durant les tests de cavité. En ce qui concerne les ouvertures pour le passage du faisceau, celles-ci sont en général négligées car il est fait en sorte durant la conception de réduire au maximum le flux électromagnétique les traversant. Ainsi nous considérerons $Q_{ouverture}$ infini, soit $P_{ouverture}$ très proche de 0.

Finalement, sans faisceau et en insérant les coefficients de couplage β_i et β_t , nous avons la relation :

$$Q_0 = Q_L \cdot (1 + \beta_i + \beta_t) \quad (2-80)$$

Avec

$$\beta_i = \frac{Q_0}{Q_i} \text{ et } \beta_t = \frac{Q_0}{Q_t}$$

Les définitions données auparavant de la bande passante de la cavité et du temps de décroissance dans le cas d'une cavité idéale sont toujours vraies à condition de remplacer Q_0 par Q_L . Ainsi :

$$\tau = \frac{Q_L}{\omega_0} = \frac{1}{\Delta\omega} \quad (2-81)$$

Les couplages avec l'extérieur dépendent de la fréquence de l'onde électromagnétique. Le coefficient de couplage varie donc en fonction du mode en résonance dans la cavité. Les cavités B Spiral2 ont un couplage incident égal à 10^6 , ce qui donne une bande passante de 88 Hz et un temps de décroissance d'environ 11 millisecondes.

2.2.31 Modélisation du couplage d'une cavité avec l'extérieur sans faisceau

Le couplage proprement dit entre l'onde électromagnétique en résonance dans la cavité et le champ électromagnétique incident est modélisable par un transformateur ayant un rapport de transformation n .

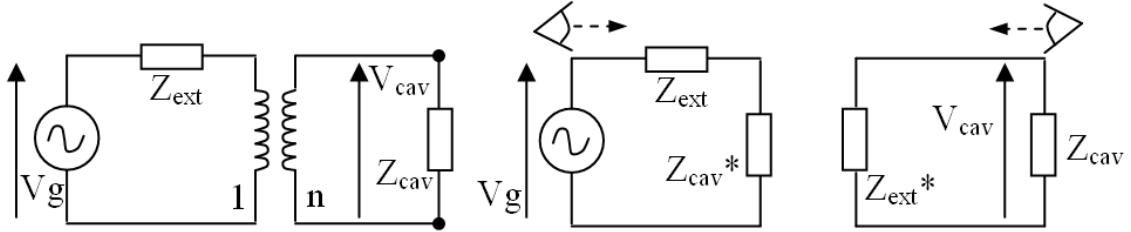


Figure 2-41 : A gauche : schématisation du couplage entre le générateur RF et une cavité résonante. Au centre : impédance de la cavité vue par le générateur. A droite : impédance de la ligne extérieure vue par la cavité.

Ainsi, nous avons les relations de transformation suivantes :

$$\frac{V_{cav}}{V_g} = n \text{ et } \frac{I_{cav}}{I_g} = \frac{1}{n} \quad (2-82)$$

Nous pouvons donc en déduire l'impédance équivalente de la cavité Z_0 vue par le générateur et inversement l'impédance équivalente du générateur Z_{ext} vue par la cavité :

$$Z_{cav}^* = \frac{Z_{cav}}{n^2} \text{ et } Z_{ext}^* = n^2 \cdot Z_{ext} \quad (2-83)$$

La désadaptation d'impédance provoque la réflexion d'une part du signal incident. En définissant le coefficient de réflexion en tension ρ et de transmission en tension η , nous avons les relations suivantes :

$$\frac{V_r}{V_g} = \rho = \frac{Z_{cav}^* - Z_{ext}}{Z_{cav}^* + Z_{ext}} \quad \text{et} \quad \frac{V_{cav}}{V_g} = \eta = \frac{Z_{cav}^*}{Z_{cav}^* + Z_{ext}} = 1 - \rho \quad (2-84)$$

Ou alors exprimées en puissance :

$$\frac{P_r}{P_g} = \rho^2 \quad \text{et} \quad \frac{P_c}{P_g} = \eta^2 \quad (2-85)$$

Si nous revenons à la définition de β et en nous plaçant du coté de la cavité nous pouvons écrire :

$$\beta = \frac{Q_0}{Q_{ext}} = \frac{P_{ext}}{P_c} = \frac{V_{cav}^2}{2 \cdot Z_{ext}^*} \cdot \frac{2 \cdot Z_{cav}}{V_{cav}^2} \quad (2-86)$$

Cette formule n'est valable que si $\Delta\omega \ll \omega_0$, c'est-à-dire que $Z_{cav} \sim R$ (cf. **équation (2-60)**). Dans notre étude cela est effectivement le cas car nous le verrons les tests des cavités sont toujours effectués à la fréquence de résonance. Nous pouvons donc établir une relation entre β et ρ en s'aidant de **(2-83)** et **(2-86)** :

$$\rho = \frac{\frac{Z_{cav}^*}{Z_{ext}} - 1}{\frac{Z_{cav}^*}{Z_{ext}} + 1} = \frac{\beta - 1}{\beta + 1} \quad (2-87)$$

ou également

$$\eta \cdot \beta = 1 + \rho$$

β étant par définition strictement positif, il convient de rajouter un signe – lorsque ρ devient négatif, c'est-à-dire lorsque $\beta < 1$. Or d'après **(2-80)**, nous pouvons exprimer ρ en fonction des paramètres de couplages Q_{ext} et Q_L :

$$\rho = 1 - \frac{2 \cdot Q_L}{Q_{ext}} \quad \text{et} \quad \eta_{Q_{ext}} = \frac{2 \cdot Q_L}{Q_{ext}} \quad (2-88)$$

Finalement, l'analogie entre coupleur et transformateur nous permet d'établir deux relations très utiles pour les tests des cavités entre les couplages Q_i et Q_L et Q_t et les puissances incidente, transmise et réfléchie :

$$\frac{P_r}{P_i} = |\rho|^2 = \left(2 \cdot \frac{Q_L}{Q_i} - 1 \right)^2$$

et

(2-89)

$$\frac{P_t}{P_i} = \frac{P_t}{P_c} \cdot \frac{P_c}{P_i} = \eta_{Q_i} \cdot \eta_{Q_t} = 4 \cdot \frac{Q_L^2}{Q_i \cdot Q_t}$$

2.2.32 Les différents couplages

Par définition, les coefficients de réflexion et transmission en puissance sont compris entre 0 et 1. Ils passent par un extremum (cf. **Figure 2-42**) pour une même valeur de couplage donnée par :

$$Q_{ext} = 2 \cdot Q_L = Q_0$$

ou

$$\beta = 1 = \eta \text{ et } \rho = 0$$

(2-90)

Lorsque cette égalité est vérifiée, toute la puissance est transmise à la cavité, le couplage est dit critique. Nous pouvons ainsi définir deux zones, séparées par la zone critique. Lorsque Q_{ext} est inférieur au facteur de qualité de la cavité non couplée Q_0 ($\beta > 1$), le couplage est « sur-couplé ». Pour Q_{ext} supérieur à Q_0 ($\beta < 1$), nous sommes en situation de « sous-couplage ».

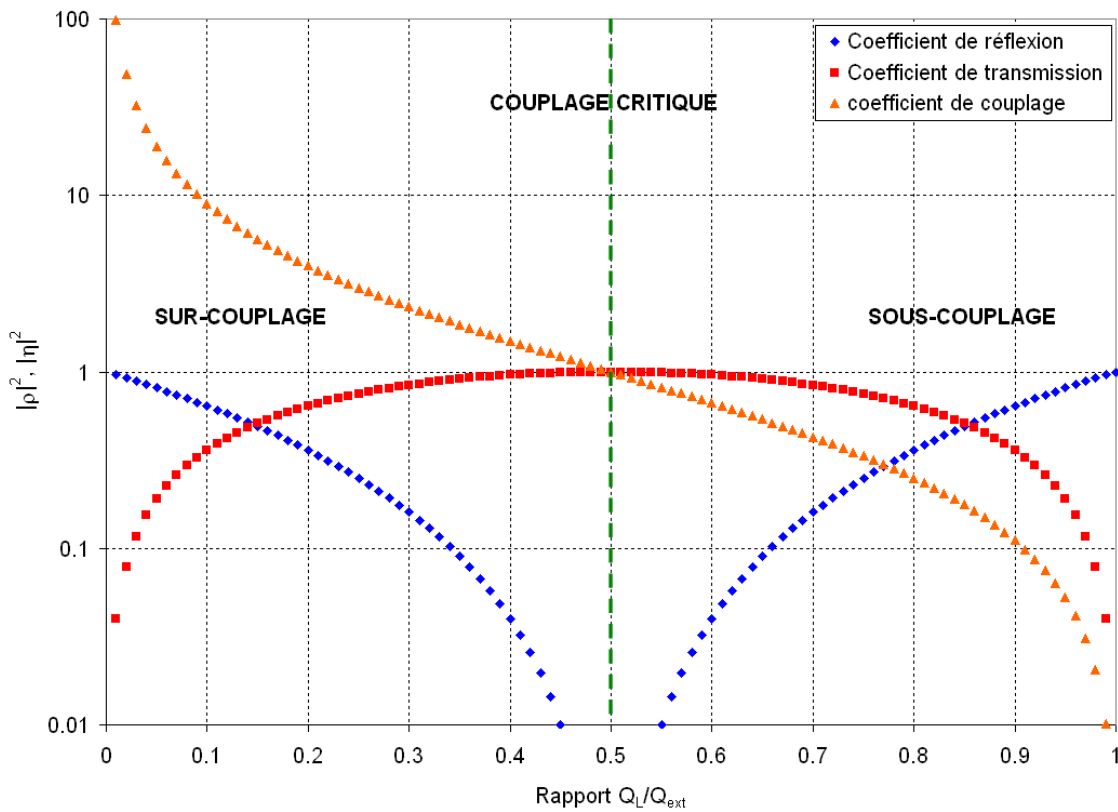


Figure 2-42 : Evolution des coefficients de réflexion, transmission en puissance et de couplage en fonction du rapport Q_L/Q_{ext} .

Le comportement étant complètement symétrique par rapport au couplage critique, aucune différence n'est perceptible en régime stationnaire que l'on soit en sur-couplage ou sous-couplage. Cependant, la réponse du régime transitoire est elle affectée selon que le couplage soit sur-critique ou sous-critique (cf. **Figure 2-43**).

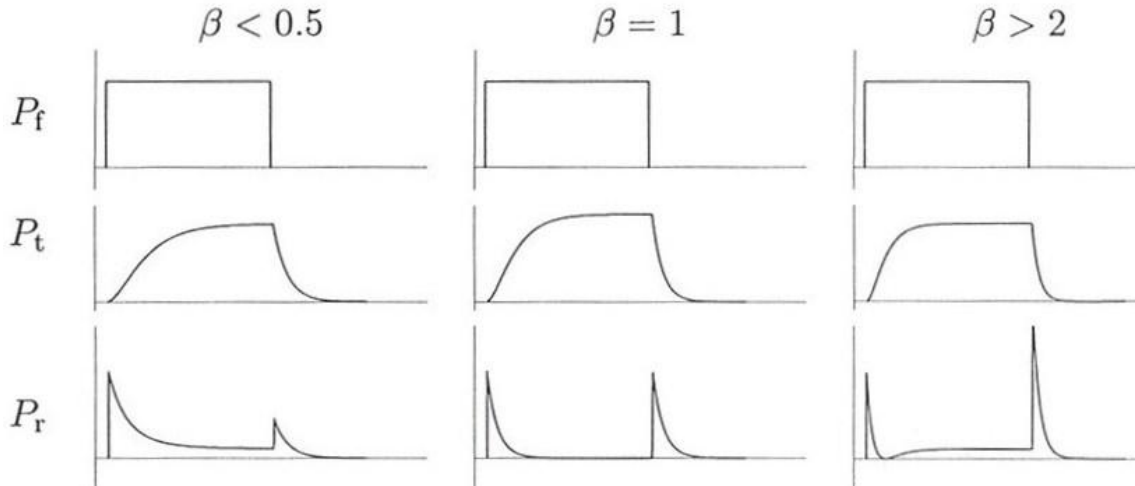


Figure 2-43 : Réponses temporelles des puissances incidente (P_f), transmise (P_t) et réfléchie (P_r) dans les trois gammes de couplages (sous-couplage, couplage critique et sur-couplage). Figure extraite de [PADAMSEE98].

Il est important de noter que le coefficient de réflexion en tension est négatif en sous-couplage et positif en sur-couplage. Par contre, le coefficient de réflexion en puissance est lui positif quelque soit le couplage. Nous voyons donc que des mesures de puissance sont complètement aveugles au signe du coefficient de réflexion. Il est impossible de savoir, à partir des mesures de puissance, si le coefficient de couplage β vaut α ou $1/\alpha$ (avec α un nombre strictement positif). Ceci peut se comprendre en exprimant β en fonction des puissances incidente et réfléchie :

$$\rho_{\text{mesuré}} = \sqrt{\frac{P_r}{P_i}} > 0$$

et donc (2-91)

$$\beta_{\text{mesuré}} = \frac{1 + \rho_{\text{mesuré}}}{1 - \rho_{\text{mesuré}}} > 1$$

Des valeurs de β uniquement comprises entre 1 et $+\infty$ s'en déduisent, même si le couplage réel est lui sous-critique. Nous verrons dans la partie 3, en quoi la connaissance du couplage réel est important afin d'évaluer avec précision les différents couplages et par conséquent obtenir une valeur fiable du facteur de qualité de la cavité. Plusieurs tests permettent de déterminer effectivement le couplage de la cavité :

- Etudier la réponse indicielle (réponse à un échelon) de la cavité couplée. Comme montré sur la **Figure 2-43**, si le pic de la puissance réfléchie est plus important lors de l'activation de la source RF que lors de la coupure, alors la cavité est sous-couplée. Inversement la cavité est sur-couplée.
- Etudier la trace de la puissance réfléchie dans le diagramme de Smith à l'aide d'un analyseur de réseau. Si le contour englobe le point critique (le point central), la cavité est sur-couplée, sinon elle est sous-couplée.
- Si l'un des couplages, Q_i ou Q_t est connu, l'utilisation des formules **(2-89)** en supposant le mauvais couplage, mènerait à des valeurs pour l'autre couplage et le facteur de qualité visiblement erronées et non réalistes. Plus le couplage est

éloigné de la criticité, plus l'erreur faite sur le couplage est grande en cas d'inversion mais plus cette erreur est identifiable.

Nous retiendrons donc la formule suivante :

$$\beta = \frac{1+\rho}{1-\rho} = \frac{1 \pm \sqrt{\frac{P_r}{P_i}}}{1 \mp \sqrt{\frac{P_r}{P_i}}} \quad (2-92)$$

En prenant les signes du dessus lorsque la cavité est sur-couplée et d'en dessous lorsqu'elle est sous-couplée.

2.2.4 Les différentes géométries : à chaque besoin sa cavité

L'accélération de particules dans des structures résonantes n'est pas aussi aisée qu'avec des générateurs électrostatiques. Le passage des particules dans une cavité doit être parfaitement rythmé et synchronisé sous peine de subir une décélération plutôt qu'une accélération. Les inversions de signe de la tension accélératrice selon la phase supposent que le faisceau entre dans une cavité sous formes de paquets espacés d'un multiple de la période RF.

De plus, la cohésion de l'ensemble des particules d'un paquet doit être gardée tout au long de l'accélération afin que les cavités accélératrices en aval fournissent aussi efficacement l'énergie au faisceau. Les paquets de particules s'étalent spatialement, longitudinalement et transversalement. La variation temporelle du champ suppose donc que la première particule du paquet voit une tension accélératrice différente de la dernière (cf. **Figure 2-44a**). La cohésion du paquet est conservée à condition que, d'une part, la dispersion du paquet ne soit pas trop étendue par rapport à la longueur d'onde et, d'autre part, que la première particule subit une accélération plus faible que la dernière afin que celle-ci rattrape son retard. Ceci impose donc le passage du paquet lors de la phase montante de la tension accélératrice.

Cette force de cohésion crée une zone de stabilité dans l'espace des phases (cf. contours fermés **Figure 2-44a**), dans laquelle sont confinées les particules d'un paquet. La phase RF optimale en termes de stabilité du faisceau correspond à la phase où la tolérance en énergie est maximale.

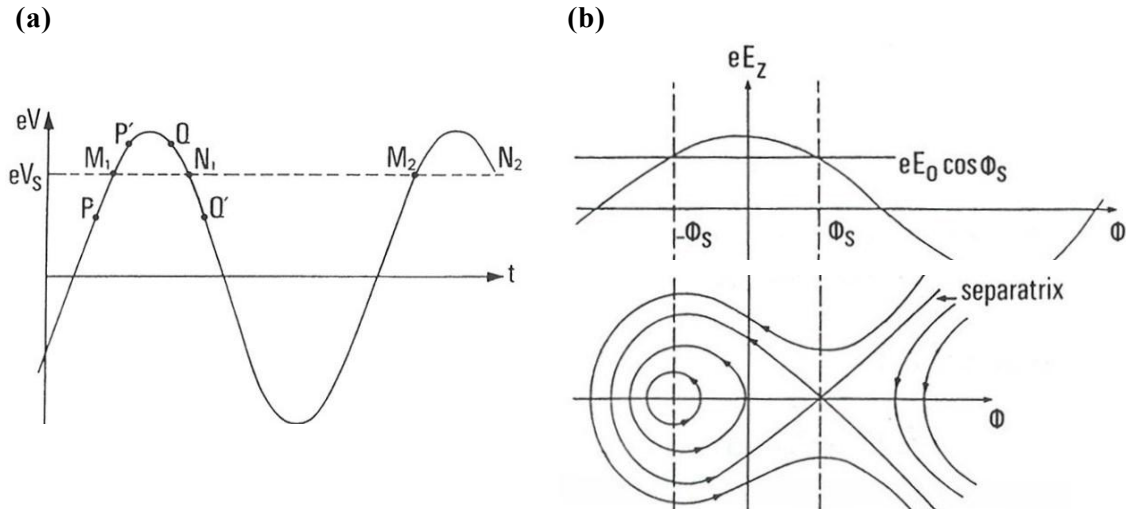


Figure 2-44 : (a) Les variations temporelles de la tension accélératrice dans la cavité liées à la dispersion longitudinale du paquet (PP') impose des conditions de synchronisme très strictes entre la phase du signal RF et le passage des particules. La première particule du paquet P arrive plus tôt que la dernière particule P'. Elle subie donc une accélération moins importante, la distance entre P et P' diminue. Dans le cas des points Q et Q', la particule en retard subie une accélération moins importante, l'écart entre Q et Q' augmente, le paquet s'étale. (b) Représentation de la stabilité d'un paquet dans l'espace des phases. Tant que la dispersion du paquet reste à l'intérieur d'un contour fermé, celui-ci reste stable.

La dispersion maximale en énergie est donnée par la relation suivante [CERN94]:

$$\Delta U_{\max} = K \cdot \left(\frac{e \cdot E_0}{\omega} \cdot \sin(\phi_s) \cdot m \cdot v_s^3 \right) \quad (2-93)$$

Avec K une constante, ϕ_s et v_s la phase et la vitesse centrale (ou synchrone) des particules du paquet. On s'aperçoit que la stabilité est d'autant plus grande que la fréquence RF est faible et que la vitesse des particules est grande. Autrement dit, il est préférable de travailler à basse fréquence en début d'accélération pour compenser la faible vitesse des particules. Ceci est d'autant plus vrai que la masse des particules est importante. *La vitesse des électrons est très proche de celle de la lumière à 10 MeV, alors qu'un proton nécessite une énergie de 10 GeV.*

Nous avons vu auparavant que la fréquence de résonance d'une cavité est intimement liée au volume de résonance. On peut donc s'attendre à ce que la géométrie des cavités accélératrices diffère selon leur position dans l'accélérateur et la nature du faisceau.

A ce jour, il existe trois grandes familles de résonateurs ayant chacune leur domaine de fonctionnement en fonction de la vitesse relative β des particules (cf. **Figure 2-45**).

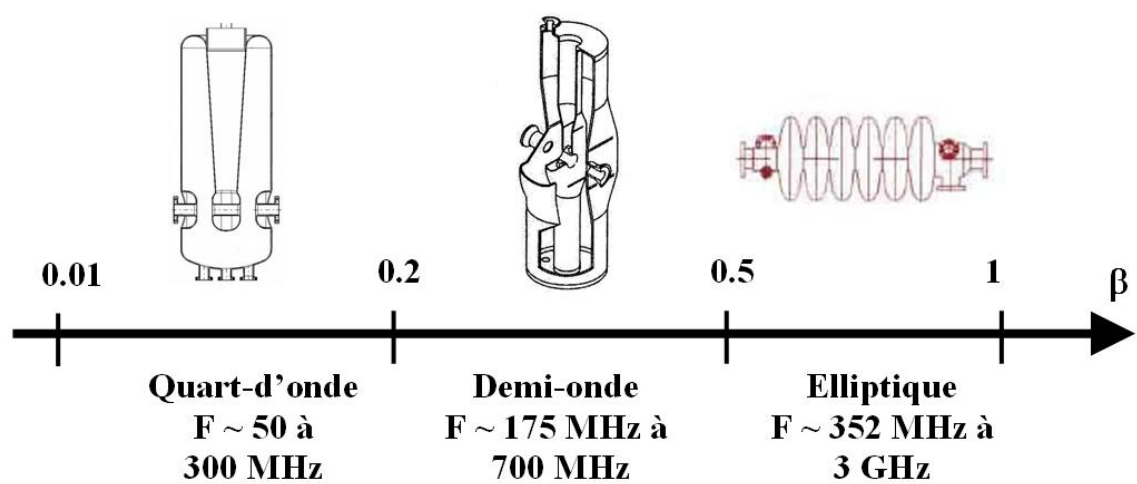


Figure 2-45 : Gamme d'utilisation des différentes géométries de cavité en fonction de la vitesse des particules accélérées.

Ainsi, en début d'accélération et ce jusqu'à une vitesse de 20 % de la vitesse de la lumière, les cavités utilisées sont des Quart-d'onde (QWR). Entre 20 et 50 %, ce sont des Demi-ondes (HWR et Spoke) et au-delà des cavités elliptiques. Le nom de chaque famille reflète en quelque sorte la dimension caractéristique de la cavité (cf. **Tableau 2-4**).

L'utilisation d'une géométrie elliptique à une fréquence d'une centaine de MHz nécessiterait une cavité d'un diamètre approximatif de 3 mètres, des structures très difficiles à mettre en œuvre. La grande force des cavités elliptiques, comparativement aux deux autres familles de cavité, est le champ accélérateur maximum quelles peuvent atteindre.

Tableau 2-4 : Domaines d'utilisation des différentes géométries de cavité

Famille	Vitesse (v/c)	Champ accélérateur maximal* (en MV/m)	Fréquence (MHz)	Longueur d'onde (m)	Dimension caractéristique (m)
Quart-d'onde	Entre 0.01 et 0.2	~ 20	50	6	1.5
			300	1	0.25
Demi-onde	Entre 0.2 et 0.5	~ 20	700	0.43	0.5
			3000	0.10	0.22
Elliptique	Entre 0.5 et 1	~ 60	352	0.85	0.43
			3000	0.10	0.10

*basé sur un champ magnétique limite de 230 mT

2.3 Les cavités supraconductrices : solution ampliative ou de substitution aux cavités « chaudes »?

Le but de ce paragraphe est de mettre en concurrence, pour une géométrie de cavité donnée, les deux technologies non-supraconductrice ou supraconductrice. Les deux solutions admettent des avantages et des inconvénients, seule l'application réelle permettra de peser le pour ou le contre.

Dans un premier temps, nous justifierons, pour chaque technologie, quel matériau est à privilégier. Ensuite nous verrons en quoi la technologie supraconductrice permet de répondre à de nouveaux besoins, non accessibles aux structures dites « chaudes » et en quoi les limites des matériaux supraconducteurs rendent l'utilisation des cavités « chaudes » toujours d'actualité et compétitive pour l'accélération de particules

2.3.1 Les matériaux supraconducteurs utilisables pour l'accélération de particules

Plusieurs critères sur les propriétés physiques et mécaniques sont importants pour définir si un matériau supraconducteur est adapté ou non à l'accélération de particules. Les deux propriétés physiques les plus décisives sont d'une part le champ magnétique limite que peut supporter un matériau supraconducteur avant de transiter et d'autre par la température de transition. Ensuite vient la résistance de surface. Il convient donc également de considérer le champ H_{c1} comme défini dans **la partie 2, Champ magnétique limite réel**, ce qui a priori limite considérablement le choix (cf. **Tableau 2-5**). *Pour rappel, il s'agit du champ seuil à partir duquel le champ magnétique pénètre dans le supraconducteur sous forme de vortex entraînant une augmentation notable de la résistance de surface.* De plus, la prise en considération des propriétés mécaniques de certains alliages empêche définitivement, et pour le moment, l'utilisation de certains d'entre eux. En effet, la complexité de la géométrie des cavités impose l'utilisation d'un matériau malléable et ductile afin de faciliter la mise en forme. Finalement, il apparaît très clairement que le seul matériau supraconducteur adapté à l'heure actuelle dans sa forme massive est le Niobium.

Tableau 2-5 : Inventaire de différents matériaux supraconducteurs (à partir des données [GUREVICH07], [VALENTE07] et [PADAMSEE98].

Matériau	Champ critique H_c (en mT) à 0K	Champ H_{c1} (en mT) à 0K.	Epaisseur de peau (en nm) à 0K.	Température de transition T_c (en K)	Résistance de surface (en nΩ) à 4.2 K et 500 MHz
Etain	/	/	/	3.72	/
Mercure	/	/	/	4.15	/
Plomb	80	/	48	7.2	222
Niobium	200	170	40	9.2	~ 30
Nb ₃ Sn	540	50	85	18	~ 0.4
MgB ₂	430	30	140	40	2.4 ^E -5
NbN	230	20	200	16.2	~ 5
YBCO	1400	10	150	93	~ 0.4

2.3.2 Le cuivre, matériau optimal pour les cavités « chaudes »

Les conductivités électrique et thermique allant de paire pour les métaux, le matériau le plus approprié et le plus facile à travailler est le cuivre. Sa conductivité est très bonne ($59.6 \cdot 10^7$ S/m) en théorie mais peut être grandement altérée avec le taux d'impureté, que ce soit d'ailleurs pour les matériaux supraconducteurs ou les conducteurs normaux. Ce taux d'impureté est généralement évalué à partir d'une grandeur notée RRR sigle de « rapport de résistance résiduelle ». Comme son nom l'indique, il s'agit du rapport entre la résistance à 273 K et la résistance à très basse température (dans un état non supraconducteur) :

$$RRR = \frac{\rho(300K)}{\rho(4.2K)} = \frac{\rho_{phonon} + \rho_{défauts}}{\rho_{défauts}} \approx \frac{\rho_{phonon}}{\rho_{défauts}} \quad (2-94)$$

La résistance à 300 K est provoquée par l'interaction électron-phonon et les défauts cristallins (lacunes, impuretés,...) tandis qu'à très basse température l'interaction électron-phonon devient négligeable. Ainsi, plus ce ratio est élevé, plus le matériau est pur. L'intérêt majeur de cette mesure est sa simplicité de mise en œuvre (injection de courant et mesure de tension) et sa précision.

2.3.3 Confrontation des deux technologies

Le tableau ci-dessous (cf. **Tableau 2-6**) fait la comparaison entre une cavité type Spiral2 en Niobium et son équivalent en Cuivre.

Tableau 2-6 : Comparaison d'une cavité type Spiral2 en Niobium et de son équivalent en Cuivre. Données extraites de [APD06].

	Cavité en Niobium	Cavité en Cuivre	Commentaire
Température de travail	~ 4.2 K	Température ambiante	
Champ magnétique limite théorique	Oui (200 mT)	Non	
Champ électrique limite théorique	Non	Non	Limité par l'émission de champ
Résistance de surface à 500 MHz	30 nΩ à 4.2K	5.8 mΩ	
Facteur de qualité (cavité type Spiral2)	~ 2·10 ⁹	~ 10 ⁴	
Puissance dissipée à 6.5 MV/m en régime continu	< 10 W	> 1 MW	
Puissance dissipée à 6.5 MV/m en régime pulsé (1%)	0.01 W	20 kW	
Rendement RF	> 99.9 %	~ 0.1 %	Rapport de la puissance transférée au faisceau sur la puissance générateur
Rendement total	> 0.2 % à 4.2 K	~ 0.1 %	Le rendement de l'usine cryogénique est pris en compte (> 1/500)

Tout l'avantage de la technologie supraconductrice prend sens ici. Le besoin d'un faisceau continu et donc l'alimentation en continu des cavités accélératrices rend la technologie « chaude » inexploitable. Pour chaque cavité, le circuit de refroidissement devrait être capable d'extraire plus d'un mégawatt de dissipation ohmique. Dans le cas où le fonctionnement en pulsé est suffisant avec des cycles utiles de l'ordre du pourcent, il est clair que la technologie « chaude » est à privilégier. Elle est moins fastidieuse et onéreuse à tout point de vue. En d'autres termes, la technologie supraconductrice ne fait en rien de l'ombre aux structures chaudes. Elle prend sens surtout dans les cas des linacs à haute intensité et pour l'accélération d'ions lourds.

2.3.4 Les matériaux supraconducteurs de demain

De nombreux matériaux supraconducteurs ont des propriétés bien meilleures que le Niobium (cf. **Tableau 2-5**). Cependant leur propriété mécanique les rend inexploitable pour la mise en forme d'une cavité massive.

Les avancées technologiques et l'évolution des méthodes de dépôt de couches minces rendent l'utilisation de tels supraconducteurs de plus en plus plausible.

La profondeur de pénétration des champs magnétiques étant de quelques dixièmes de microns au sein des matériaux supraconducteurs, il suffirait d'effectuer un dépôt supraconducteur de quelques microns sur un support massif en cuivre. Les propriétés très intéressantes des nouveaux matériaux supraconducteurs ajoutées à la souplesse d'utilisation et à la conductivité thermique du cuivre donnent des perspectives d'améliorations des structures accélératrices extraordinaires.

Cependant la limitation du champ H_{c1} pour la majorité des matériaux supraconducteurs à « haut T_c » limite leur utilisation sous champ RF. La superposition de plusieurs couches minces supraconductrices ($e < \lambda$) séparées par couche isolante pourrait palier à cette limitation [GUREVICH06].

Partie 3

Caractérisation des
performances accélératrices
des cavités Spiral2 et de leur
module cryogénique

Cette partie a pour but de retracer les différentes opérations effectuées sur les cavités accélératrices Spiral2 $\beta = 0.12$. Après réception d'une nouvelle cavité, celle-ci est caractérisée afin de déterminer si elle répond au cahier des charges défini par le projet. Pour cela, après une phase de contrôle mécanique et dimensionnel, la cavité est conditionnée pour être testée dans un cryostat de test, appelé cryostat vertical. Celui-ci offre des conditions idéales permettant l'évaluation des performances accélératrices intrinsèques de la cavité avec une précision relativement bonne. Si les tests sont concluants, la cavité peut être alors testée en configuration machine, c'est à dire dans un cryomodule B. Ainsi les performances des cavités installées dans leur configuration machine pourront être comparées aux précédents tests en cryostat vertical afin de caractériser les perturbations éventuelles apportées par le cryomodule et tous les systèmes annexes. Il est aussi question d'en caractériser les performances cryogéniques.

Nous détaillerons ici le déroulement des trois principales phases pour la caractérisation des cavités accélératrices et de leur module et illustrerons chacune des étapes à partir des principaux résultats obtenus.

- La réception et conditionnement des cavités
- Le test en couplage critique en cryostat vertical
- Le test en configuration machine dans un cryomodule

1. Réception et conditionnement des cavités Spiral2

1.1 Tests de réception

- 1.1.1 Contrôle dimensionnel
- 1.1.2 Contrôle d'étanchéité
- 1.1.3 Contrôle alignement

1.2 Le conditionnement

- 1.2.1 Dégraissage et polissage des surfaces
- 1.2.2 Montage en salle blanche
 - 1.2.21 *Rinçage HPR*
 - 1.2.22 *Fermeture et test d'étanchéité*

1.3 Traitements optionnels

- 1.3.1 Etuvage
- 1.3.2 Recuit à haute température

Ce chapitre décrit les opérations faites sur les cavités afin de valider leur réception et de les préparer pour les différents tests à froid et sous champ. Le travail de thèse ne porte pas sur cette phase de la préparation, mais elle permet en quelque sorte d'introduire les prochains chapitres sur les tests en cryostat vertical et en cryomodule afin de cerner l'impact que peut avoir chaque opération sur les performances de la cavité.

1.1 Tests de réception

Les cavités accélératrices $\beta = 0.12$ sont fabriquées par une l'entreprise, choisie à l'occasion d'un appel d'offre public. Cet appel sélectionne parmi les différents candidats lequel est le plus apte à fabriquer les cavités selon le cahier des charges spécifié par l'IPN afin de diminuer les risques et les coûts. Les trois tests décrits ici permettent de valider la fabrication de la cavité d'un point de vue mécanique et géométrique. Le non respect d'une cote importante, d'un défaut de surface grossier visible à l'œil ou de mauvais résultats lors du test d'étanchéité peut entraîner le refus de la cavité. Ce qui a été notamment le cas de la seconde cavité de qualification souffrant d'une fuite au niveau du stem.

1.1.1 Contrôle dimensionnel

Ce premier test, vise à vérifier le bon respect des différentes côtes spécifiées de la cavité elle-même et le tank hélium l'entourant. La géométrie de la cavité a déjà été validée lors de sa fabrication, car un accord en fréquence est réalisé à l'occasion des dernières soudures. La fréquence de la cavité étant étroitement liée à son volume intérieur, le moindre écart serait détecté. Cependant, d'autres côtes, comme la longueur, le parallélisme et l'alignement des piquages sont importantes pour des raisons de montage. Pour ce qui est du tank hélium, les mêmes observations sont faites. Par la même occasion, sont vérifiés l'état des brides de fermetures (les portées de joints et les pas de vis) et des soudures visibles, la propreté de la surface interne de la cavité, l'épaisseur du Niobium sur le fond de la cavité (mesure par ultrasons).

1.1.2 Contrôle d'étanchéité

Le test d'étanchéité est une validation des différentes soudures sur la cavité, sur le tank et entre les deux. Les détecteurs de fuites utilisés procèdent à une séparation de masse centrée sur la masse de l'hélium 4 en sortie du pompage. Le taux d'hélium détecté est converti en taux de fuite (mbar l s^{-1}). Deux tests d'étanchéité sont effectués ; un sur la cavité et l'autre sur le tank hélium. La détection de fuite est faite à l'hélium tout d'abord en pompant sur la cavité et en remplissant le tank par de l'hélium à la pression atmosphérique puis à deux bars. Ensuite le vide est fait dans le tank hélium. La détection de fuite sur le tank est effectué en soufflant de l'hélium sur les soudures extérieures et des brides types CF^a.

^a Bride CF : Brides de fermeture étudiées pour des utilisations en ultravide et/ou à très basse température. L'étanchéité est faite par un joint cuivre écrasé par plusieurs écrous selon le diamètre du piquage.
http://fr.trinos.com/vacuum_s/trinos_brides_cf_ultra_vide.html

1.1.3 Contrôle de l'alignement

Ce test nécessite l'intervention d'un géomètre équipé de systèmes optiques pour la mesure d'angle (tachéomètre ou théodolite), mesures de déplacement (téléscope d'alignement) et de niveau (niveau optique). Il permet dans un premier temps de valider l'alignement du tube faisceau de la cavité formé par les deux piquages latéraux et le tube intérieur traversant la noix à l'extrémité du stem. Ensuite un report d'axe est effectué entre le tube faisceau et les mires posées sur les supports du tank hélium prévus à cet effet afin de retrouver la position exacte du tube faisceau lorsque la cavité est installée dans le cryomodule. En effet, une fois confinée à l'intérieur du cryomodule la position exacte du tube faisceau de la cavité n'est plus accessible directement. L'alignement est réalisé à partir des mires du tank hélium et de deux ouvertures sur l'enceinte à vide (cf **partie 1, Figure 1-17b**).

(a)



(b)



Figure 3-46 : (a) : Contrôle de l'alignement du tube faisceau. Visible dans l'ordre : piquage d'entrée, tube intérieur traversant la noix à l'extrémité du stem, piquage de sortie et mire de visée. (b) : Mesure du report d'axes entre le tube faisceau et les mires de visées.

1.2 Le conditionnement

Lors de la réception de la cavité ou après une pollution de la surface interne de la cavité (fuite d'air par exemple), il est nécessaire d'éliminer la couche superficielle endommagée durant la fabrication (quelques microns) ainsi que les impuretés, les poussières, les irrégularités de surfaces afin de réduire au maximum les sites d'émission électronique^a et le coefficient d'émission secondaire^b. Le polissage et nettoyage des surfaces est non seulement indispensable pour d'augmenter au maximum le champ accélérateur, mais aussi pour réduire l'intensité du rayonnement X produit par bremsstrahlung. Du point de vue projet, le but n'est pas d'atteindre un champ accélérateur le plus important possible car celui-ci a été fixé à 6.5 MV/m. Par contre il est essentiel de réduire au maximum les rayonnements ionisants pour des raisons de radioprotection et de maintenance.

1.2.1 Dégraissage et polissage des surfaces

Cette phase met en jeu des composants chimiques extrêmement toxiques et corrosifs. L'IPN n'étant pas encore équipé d'une salle spécifique de traitement chimique à l'occasion des premiers tests, cette opération est effectuée sur le site de l'Orme des Merisiers du CEA à Saclay. Dans un premier temps, la cavité est complètement plongée dans une solution dégraissante basique, mélange d'eau déminéralisée et d'un détergent alcalin TFD4^c dilué à 10 %. L'effet dégraissant est amplifié par la résonance d'une onde acoustique ultrasonore dans le bain. La cavité est laissée dans cette solution à deux reprises pendant environ 20 minutes. La cavité est ensuite rincée dans de l'eau déminéralisée.

Le polissage des surfaces internes est effectué par une solution acide PNF^d, composée de trois acides. L'acide nitrique oxyde la surface, l'acide fluorhydrique dissout la couche oxydée et l'acide phosphorique ralentit la cinétique de dissolution trop violente et exothermique. Afin que l'attaque chimique soit la plus homogène possible dans tout le volume de la cavité, l'acide est en circulation forcée. Cette convection évite la stagnation de l'acide et la formation de points chauds. La cinétique de dissolution étant grandement liée à la température, il est important d'uniformiser la température du bain. Nous pourrions ainsi faire l'hypothèse que l'épaisseur dissoute est identique sur toute la surface de la cavité. La mesure de la masse avant et après traitement permet d'évaluer l'épaisseur de niobium supprimée.

L'attaque chimique est réalisée en circuit fermé dans un espace clôt et sous hotte. La cavité est fermée par des brides et bouchons en acier inoxydable, reliées entre elles par une tuyauterie en PFA (polymère perfluoroalkoxy) (cf **Figure 3-47**). Une pompe assure la circulation de l'acide à un débit d'environ 20 litres par minute. L'attaque chimique est

^a Site d'émission électronique : protubérances métalliques ou isolantes accroissant le champ électrique local et donc le courant électronique émis par la surface.

^b Coefficient d'émission secondaire : représente la quantité moyenne d'électrons libérés d'une surface lorsqu'un électron interagit avec celle-ci. Il s'agit donc de rendre ce coefficient inférieur à 1.

^c TFD4 : Détergent liquide alcalin non chloré moussant, très dégraissant. <http://www.franklab.com>

^d PNF : Mélange d'acides Phosphorique Nitrique et Fluorhydrique dans les proportions respectives 2.4-1-1. Ce mélange est plus communément appelé BCP (Buffered Chemical Polishing).

effectuée une première fois avec la cavité dans un sens, puis une seconde fois dans l'autre sens. Ceci permet de s'assurer de l'uniformité de l'épaisseur dissoute malgré le temps de remplissage (environ 5 minutes) et de vidange (environ 10 minutes) de la cavité. Le volume intérieur est d'environ 94 litres. La vitesse d'attaque de la surface est de typiquement un micromètre par minute.

La cavité est ensuite rincée longuement avec de l'eau déminéralisée afin de faire remonter le pH. Elle est ensuite laissée sous flux laminaire en salle blanche.

(a)



(b)



Figure 3-47 : (a) : Mise en place de la circulation fermée. Vue sur les brides de fermetures et visserie plastique. Toutes les ouvertures de la cavité sont reliées pour éviter toute stagnation. (b) : Cavité placée dans un espace clôt sous la hôte et totalement équipée avec la circulation d'acide. Photographie prise sur le site du CEA Saclay.

Remarque : la quantité de matière enlevée durant le traitement chimique est évaluée en pesant la cavité avant et après traitement. Ceci donne accès à l'épaisseur moyenne dissoute. Il a été observé qu'il est important que la cavité soit sèche à l'occasion des pesées. Il a été estimé et constaté que la quantité d'eau restant sur les surfaces de la cavité est de presque 500g.

1.2.2 Montage en salle blanche

Cette activité a été effectuée dans un premier temps sur le site du CEA Saclay. Une salle blanche plus adaptée aux cavités Spiral2 a été construite à l'IPN Orsay et mise en service durant l'année 2008. Les salles blanches sont équipées de deux classes de propreté. Une zone ISO4 (anciennement classe 10) où est installée la cavité lors du rinçage, séchage et fermeture. Une zone ISO5 (anciennement classe 100), où sont entreposés tout l'équipement nécessaire et l'outillage (cf **Figure 3-48**). La classe de la salle reflète la propreté de l'air ambiant soit plus précisément la quantité de particules présentes dans un mètre cube.

1.2.21 Rinçage HPR

Le Rinçage HPR (High Pressure Rinsing), est la dernière opération de nettoyage avant séchage. Son rôle est d'éliminer les poussières susceptibles d'être présentes dans la cavité après l'attaque chimique et éventuellement de retirer sous la pression hydraulique certains défauts mécaniquement fragiles [LUONG97]. La cavité est installée sur un chariot de manutention au dessus du système de rinçage. Celui-ci comporte une canne verticale pouvant monter et descendre, équipée en bout d'une tête rotative expulsant quatre jets d'eau déminéralisée ultra-pure ($18 \text{ M}\Omega\cdot\text{cm}$) à une pression d'environ 100 bars (cf. **Figure 3-48b**). Le traitement comporte cinq phases de rinçage durant chacune 90 minutes environ. Afin d'assurer une couverture complète des jets dans la cavité, la canne haute-pression est insérée par les deux piquages destinés au système d'accord en fréquence, les deux piquages décentrés sur le fond de la cavité et par le tube faisceau.

Ensuite, la cavité est laissée en séchage pendant plusieurs jours puis est fermée. L'étuvage des surfaces serait envisageable à ce moment là.

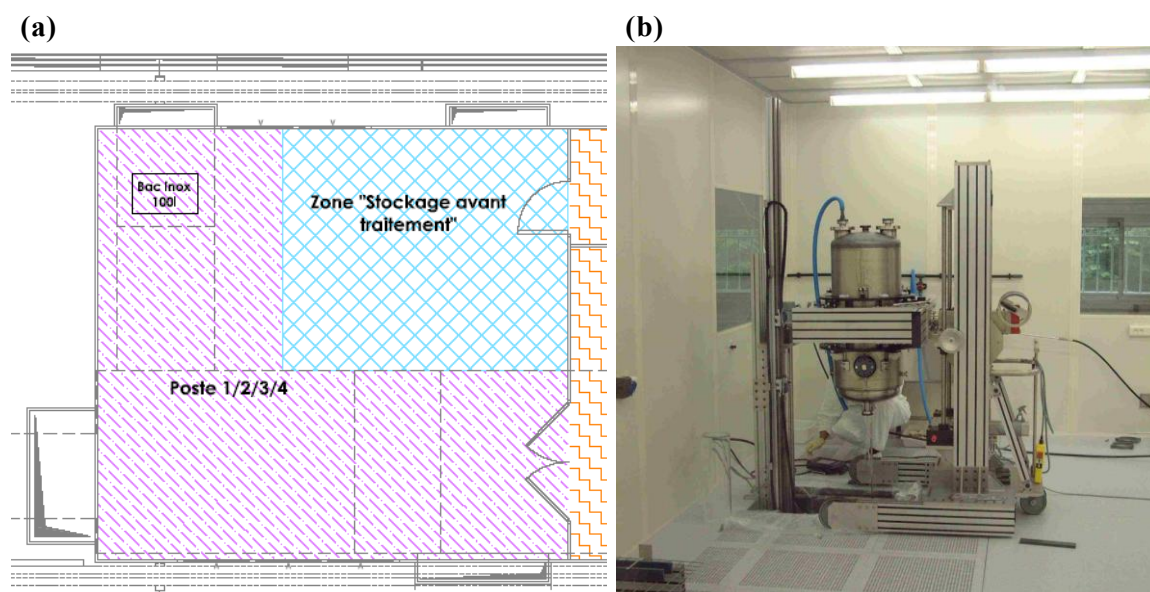


Figure 3-48 : (a) : Schéma de la salle blanche installée à l'IPN Orsay. L'espace en pointillés en diagonal représente l'espace en classe ISO4. Celui en quadrillage, délimite la partie classe 100. (b) : Cavité pendant le rinçage HPR en salle blanche. Le chariot de manutention maintient la cavité pendant que la canne remonte doucement dans la cavité.

1.2.22 Fermeture et test d'étanchéité

Avant chaque test, que celui-ci soit en cryostat vertical ou cryomodule, un passage en salle blanche est requis. Si besoin est, le vide est cassé avec de l'azote ultra-pur.

Pour un test en cryostat vertical, l'équipement est minimal. Deux antennes, une pour injecter la puissance RF, une deuxième de diagnostic sont installées sur des traversées étanches fermant deux piquages du fond de la cavité. Une vanne est connectée sur un côté du tube faisceau, et tous les autres piquages sont fermés par un bouchon. La cavité est montée sur un support équipé de roulettes avant d'être transférée sur la zone de test.

Pour un test en cryomodule, l'opération est bien plus complexe. Les deux cavités sont montées l'une après l'autre sur un chariot supportant la rehausse intermédiaire avec les deux vannes de fermeture du tube faisceau (cf. **Figure 3-49b**). Les deux cavités sont reliées entre elles et avec la rehausse par des soufflets métalliques en acier inoxydable. Sur l'un des piquages supérieurs, est installé un plongeur relié à la cavité par un soufflet et un système de rigidification. L'autre est fermé par un bouchon. Sur le fond de la cavité, le piquage central est traversé par l'antenne du coupleur de puissance et fermé via la manchette et la céramique (cf **Figure 3-49a**). L'un des piquages décentrés est équipé d'une antenne de diagnostic et l'autre est fermé par une bride.

Dans les configurations « cryostat vertical » et « cryomodule », un test de fuite est effectué à l'intérieur de la salle blanche afin de s'assurer qu'aucune fuite ne viendra polluer les surfaces propres. Les cavités sont gardées sous vide jusqu'au test proprement dit.

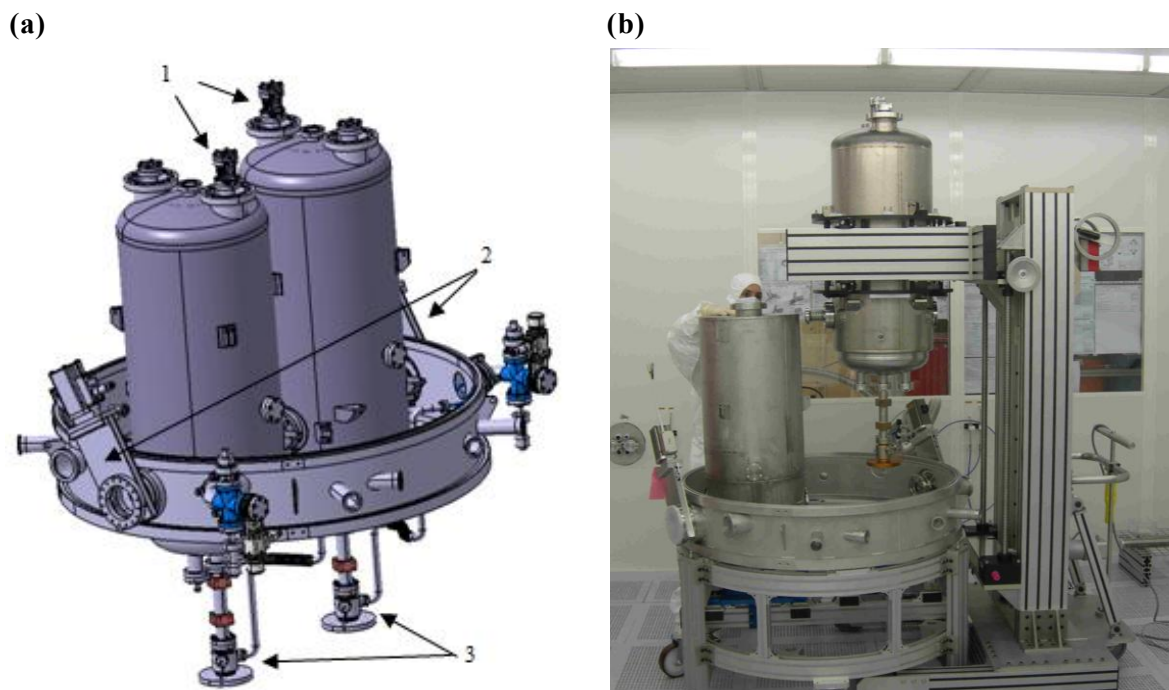


Figure 3-49 : (a) : Partie du cryomodule montée en salle blanche comportant les deux cavités, les deux plongeurs (1), la rehausse intermédiaire avec les deux vannes (2) et les deux coupleurs de puissance (3). (b) : Installation de la deuxième cavité sur la rehausse intermédiaire à l'aide du chariot de manutention.

1.3 Les traitements optionnels

Les traitements présentés ici n'ont pas été imposés lors de la préparation des cavités. Si leurs performances sont acceptables sans ces traitements, il n'est pas nécessaire d'alourdir la phase de préparation déjà très complexe pouvant augmenter les risques de pollution. Cependant, si leurs performances sont en deçà de celles définies par le cahier des charges, l'ajout d'un de ces traitements durant la phase de conditionnement est à envisager.

1.3.1 L'étuvage sous vide

L'étuvage sous vide consiste à améliorer le séchage de la cavité en salle blanche. La cavité est chauffée sous vide aux environs de 110 °C pendant plusieurs heures. L'eau restée sur les surfaces est désorbée.

L'étuvage réduit notablement le coefficient d'émission secondaire des surfaces et l'émission électronique. Le rayonnement X et le multipacting sont ainsi réduits. Il purifie également les couches très superficielles en favorisant la migration des impuretés (H₂O, H, O, N, CO) les plus mobiles et leur désorption. Cependant, l'étuvage peut avoir un effet néfaste si celui-ci est effectué dans de mauvaises conditions. D'après [VISENTIN07], l'exposition trop longue ou à une température trop élevée peut entraîner la réduction des performances de la cavité en terme de dissipation (diminution du Q₀). Ce phénomène s'explique par la migration vers les surfaces des impuretés piégées au cœur du matériau, augmentant la résistance de surface. Ces impuretés d'abord en dehors de l'épaisseur de peau de l'onde électromagnétique migrent sous l'effet de la température vers des sites déficitaires en surface.

Plusieurs tests ont été effectués sur plusieurs cavités Spiral2, montrant des résultats très bons. La cavité a été maintenue sous vide aux environs de 110°C pendant 24h. La cavité est installée sur l'insert du cryostat vertical afin de bénéficier du pompage turbomoléculaire et du spectromètre de masse. Pour maintenir la cavité à 110°C, de l'air chaud est soufflé au fond du stem, au niveau de la noix, à l'aide d'une canne. De plus, un cordon chauffant est installé sur le fond de la cavité. L'air chaud à environ 110°C est soufflé dans le tank hélium totalement fermé et ressort par les deux piquages latéraux où sont connectés les circuits de remplissage bas et d'équilibrage. Des sondes suivent l'évolution de la température en sortie de canne, sur le fond de la cavité, sur le tank et sur les deux piquages de sortie. Un spectromètre de masse installé sur la colonne de pompage suit la pression partielle de différents éléments dégazés. On observe très clairement et principalement l'augmentation de la pression partielle de l'eau (H₂O) pendant les premières minutes. En fin d'étuvage un ordre de grandeur est gagné (cf **Figure 3-50**). De l'air (mélange d'O₂, N₂ et CO₂) et de l'hydrogène sont également dégazés. La pression de l'eau ne s'abaissant plus significativement après 24 heures, il a été décidé de stopper l'étuvage afin de limiter le phénomène de migration des impuretés, comme évoqué auparavant.

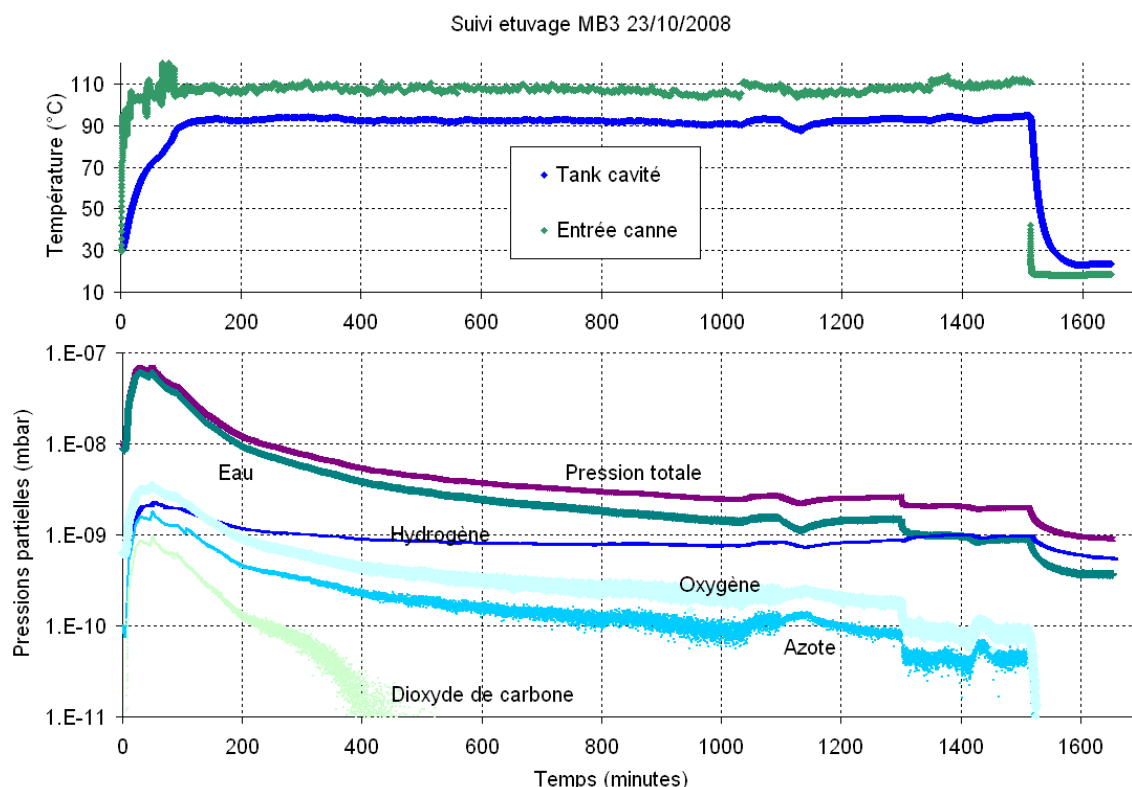


Figure 3-50 : Suivi des températures et pressions partielles de différents éléments durant l'étuvage. Le dégazage est causé principalement par l'évaporation de l'eau des surfaces. La désorption d'hydrogène reste quant à elle constante pour finalement surpasser la pression partielle d'eau.

Deux tests en cryostat vertical, un antérieur et un postérieur à l'étuvage, nous permettent de vérifier l'efficacité du traitement. La cavité est gardée sous vide pour éviter tout risque de pollution pouvant fausser l'interprétation des résultats.

D'après les **Figure 3-51** et **Figure 3-52**, une nette amélioration du facteur Q_0 est visible aux champs intermédiaires et forts, signe de la diminution de la résistance BCS (cf. **Partie 4, 3.2.3 Discussion**). Cependant, le facteur Q_0 à bas champ est quant à lui diminué lors d'étuvages plus longs de 55 heures. Ceci s'explique par l'augmentation de la résistance résiduelle. L'évolution contraire des résistances BCS et résiduelle ont été montrées sur les cavités TTF 1.3 GHz [VISENTIN98]. Les deux résistances étant du même ordre de grandeur à 88 MHz et à 4.2K, leur évolution contraire se compense à bas champ, mais la contribution de la résistance BCS devient prépondérante à des champs plus élevés. L'étuvage permet de rehausser le facteur Q_0 de $2 \cdot 10^9$ ($R_s = 23.5 \text{ n}\Omega$) à $3 \cdot 10^9$ ($R_s = 15.7 \text{ n}\Omega$) au champ nominal de 6.5 MV/m soit une réduction des dissipations de 7 W à 4.5 W. L'étuvage est donc effectué sur chaque cavité et pendant une durée de 48h, la réduction de la résistance BCS est non seulement équivalente à un étuvage plus long de 55h mais l'augmentation de la résistance résiduelle est également moins prononcée (cf. **Figure 3-51** et **Figure 3-52**).

Il a été également observé après certains étuvages que l'émission électronique était renforcée alors qu'aucune remise à l'air n'avait été effectuée. La cavité ayant été gardée sous vide, cette émission de champ renforcée après étuvage ne peut pas provenir d'une pollution extérieure.

Ce phénomène a été observé lors d'étuvage à plus haute température [VISENTIN07] et [DANGWAL07]. Ceci proviendrait de l'activation de sites émetteurs proches des joints de

grain (soudures). Un « hélium processing » a permis à l'occasion d'un test d'étuvage de 55 heures d'annuler complètement la dégradation du Q_0 causé par l'émission de champ.

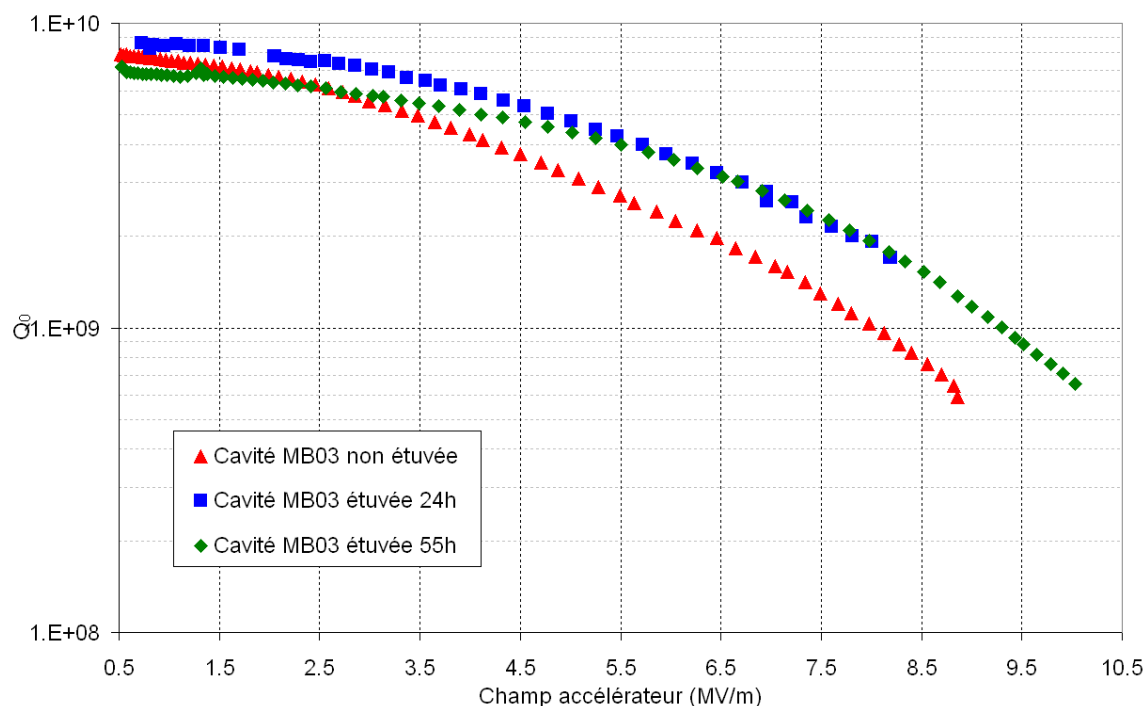


Figure 3-51 : Comparaison des performances d'une cavité Spiral2 (MB03) non étuvée (triangles rouges) et après un étuvage de 24h (carrés bleus) et 55h (losanges verts).

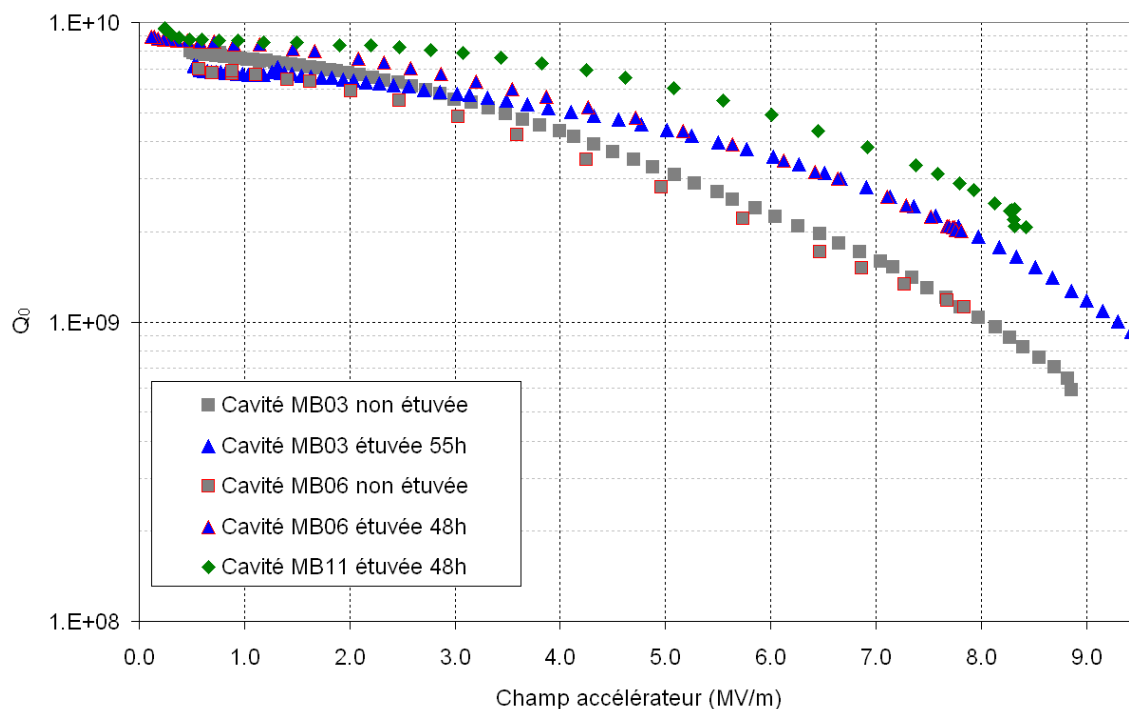


Figure 3-52 : Comparaison de deux étuvages de 55h et 48h faits sur deux cavités (MB03 et MB06). Un étuvage de 48h assure le même gain de Q_0 à 6.5 MV/m qu'un étuvage de 55h tout en limitant la dégradation de la résistance résiduelle (Q_0 à bas champ). La courbe en losanges verts montre le meilleur résultat obtenu après un étuvage de 48h sur MB11.

1.3.2 Recuit à haute température

Le recuit est un traitement thermique visant à relaxer et purifier en profondeur le matériau. Porter le Niobium à environ 600 °C et sous-vide pendant plusieurs heures libère les défauts cristallins (dislocations, impuretés). L'hydrogène, l'oxygène et l'azote, principales impuretés présentes dans le Niobium diffusent en dehors du matériau. Aucun essai de recuit n'a été tenté sur les cavités Spiral2 pour le moment pour des raisons de coûts et de temps. Le facteur Q_0 moyen à bas champ est actuellement $8.5 \cdot 10^9$. D'après la formule $Q_0 = G/R_s$ (cf. **partie 2, équation (2-67)**), et considérant $G = 47$, nous obtenons une résistance résiduelle de 2.5 nΩ, très satisfaisante. En supposant l'annulation de la résistance résiduelle grâce au recuit, cas idéal mais non réaliste, le facteur Q_0 pourrait atteindre $1.5 \cdot 10^{10}$ au maximum, limite donnée par la résistance BCS. Vue la complexité d'un tel traitement, il est préférable d'améliorer dans un premier temps les états de surface avec un étuvage sous vide. Cependant, le recuit est couramment effectué sur les cavités afin de prévenir de la dégradation des propriétés supraconductrices du Niobium causée par la précipitation d'hydrure de Niobium (cf. **partie 4, L'effet 100K**). Plus d'informations sur les recuits peuvent être trouvées dans [PADAMSEE98].

2. Les tests des cavités Spiral2 en couplage critique (cryostat vertical)

2.1 Présentation de l'installation

- 2.1.1 Le cryostat
- 2.1.2 Gestion de la cryogénie
- 2.1.3 Gestion de la RF
- 2.1.4 Instrumentation

2.2 Mesures des performances RF de la cavité

- 2.2.1 Etalonnage de la chaîne de mesure
- 2.2.2 Principe des mesures RF en couplage critique
 - 2.2.21 *Evaluation des couplages des antennes à froid*
 - 2.2.22 *Mesure de la caractéristique $Q_0(E_{acc})$ par bilan de puissance*
- 2.2.3 Evaluation des erreurs et optimisation des mesures
 - 2.2.31 *Incertitude sur la mesure des atténuations*
 - 2.2.32 *Incertitude sur la mesure du temps de décroissance*
 - 2.2.33 *Incertitude sur la mesure de la puissance dissipée*
 - 2.2.34 *Incertitude sur la mesure des couplages incidents et transmis*
 - 2.2.35 *Erreurs faites lors de l'évaluation du facteur de qualité et du champ accélérateur de la cavité*

2.3 Caractérisation et mesure des effets limitant d'une cavité accélératrice supraconductrice

- 2.3.1 L'émission de champ
 - 2.3.11 *Présentation*
 - 2.3.12 *Mesures effectuées*
 - 2.3.13 *Les traitements possibles*
- 2.3.2 Les barrières de multipacting
 - 2.3.21 *Présentation*
 - 2.3.22 *Mesures effectuées et observations*
- 2.3.3 Les quenches

Ce chapitre décrit, après la présentation du site de test en cryostat vertical disponible à l'IPN d'Orsay, le protocole de caractérisation des performances accélératrices des cavités supraconductrices. Il s'agit de tracer la courbe caractéristique du facteur de qualité de la cavité (image de la puissance dissipée dans les surfaces de la cavité) en fonction du champ accélérateur. Nous expliquerons pourquoi il est nécessaire de tester la cavité en couplage dit « critique ». Finalement nous nous pencherons sur les différentes limitations de fonctionnement des cavités.

2.1 Présentation de l'installation

Le site de l'IPN d'Orsay met à disposition un site de test, appelé cryostat vertical, pour les cavités accélératrices supraconductrices. Les conditions de test offertes sont très favorables à l'évaluation des performances des cavités. Une fois installée, la cavité est totalement isolée des différentes perturbations susceptibles de gêner les mesures telles que le champ magnétique terrestre, les vibrations mécaniques, les instabilités cryogéniques.

La caractérisation complète d'une cavité y est effectuée afin d'en valider la conception ou d'évaluer précisément l'impact d'un traitement spécifique sur une cavité (étuvage) ou du système d'accord en fréquence.

2.1.1 Le cryostat

Le cryostat est installé à l'intérieur de murs en béton de plusieurs dizaines de centimètres afin d'atténuer le rayonnement X produit par les cavités sous champ (cf **Figure 3-53**). La cuve, d'environ 3 mètres de haut et 80 centimètres de diamètre, est isolée thermiquement de la partie extérieure par un espace sous vide. Ceci permet de fonctionner en immergeant complètement les cavités dans l'hélium liquide. Ce mode de fonctionnement, peu économique car nécessite un grand volume d'hélium liquide, est uniquement utilisé à l'occasion du premier test pour la validation de la conception. Les cavités étant par la suite équipées d'un tank hélium, réservoir d'hélium adapté à la géométrie de la cavité l'entourant complètement ou en partie, la cuve du cryostat est utilisée comme une seconde isolation thermique mise sous vide.

La bride de fermeture du cryostat supporte toute l'instrumentation et les tirants de fixation pour la cavité. Toutes les parties intérieures établissant un contact thermique direct entre le circuit d'hélium liquide et les parties chaudes à la température ambiante, sont thermalisées sur un écran en cuivre refroidit par de l'azote liquide. Le rôle de cet écran, entourant totalement le circuit d'hélium liquide est d'une part de réduire le flux thermique par conduction^a et d'autre part d'intercepter le rayonnement thermique provenant des parties chaudes. Les vides d'isolement, de l'ordre de 10^{-7} mbar à froid, sont assurés à l'aide d'un groupe de pompage primaire et d'une pompe turbo-moléculaire commun. Le vide dans la cavité, de typiquement 10^{-8} mbar à froid, est relié via un tombac jusqu'à un té installé sur la platine. Celui-ci comprend une pompe turbo-moléculaire, une pompe ionique, un spectromètre de masse ainsi qu'un filtre à particule et d'une vanne micrométrique pour effectuer l'hélium processing (cf **Figure 3-53**).

Le cryostat est habillé d'un blindage magnétique en μ -métal^b afin de réduire et homogénéiser le champ magnétique terrestre. La composante horizontale est réduite à

^a L'interception d'une partie du flux thermique à l'aide d'une thermalisation peut au contraire dégrader la situation si celle-ci est positionnée trop près des parties froides. Le flux thermique est déterminé par le gradient de température (loi de Fourier). Ainsi, si le gradient de température imposé entre la thermalisation et les parties froides est plus important que le gradient naturel de la pièce non thermalisée, le flux thermique n'est pas diminué mais est au contraire augmenté. Ceci suppose qu'une thermalisation à 80K, pour être efficace, doit être localisée en amont du point à 80K dans le cas où la pièce n'est pas thermalisée. Par exemple, dans le cas d'une tige en acier inoxydable, la thermalisation est typiquement placée dans le premier tiers.

^b μ -métal : métal ayant une très forte perméabilité magnétique.

quelques mG. La composante verticale est quant à elle annulée à l'aide d'un ensemble de trois bobines de cuivre. Le champ magnétique résiduel, réduit à moins de 20 mG, limite l'apparition d'une résistance résiduelle supplémentaire par le piégeage des lignes de champ magnétique (cf. **partie 4, Piégeage du champ magnétique terrestre**).

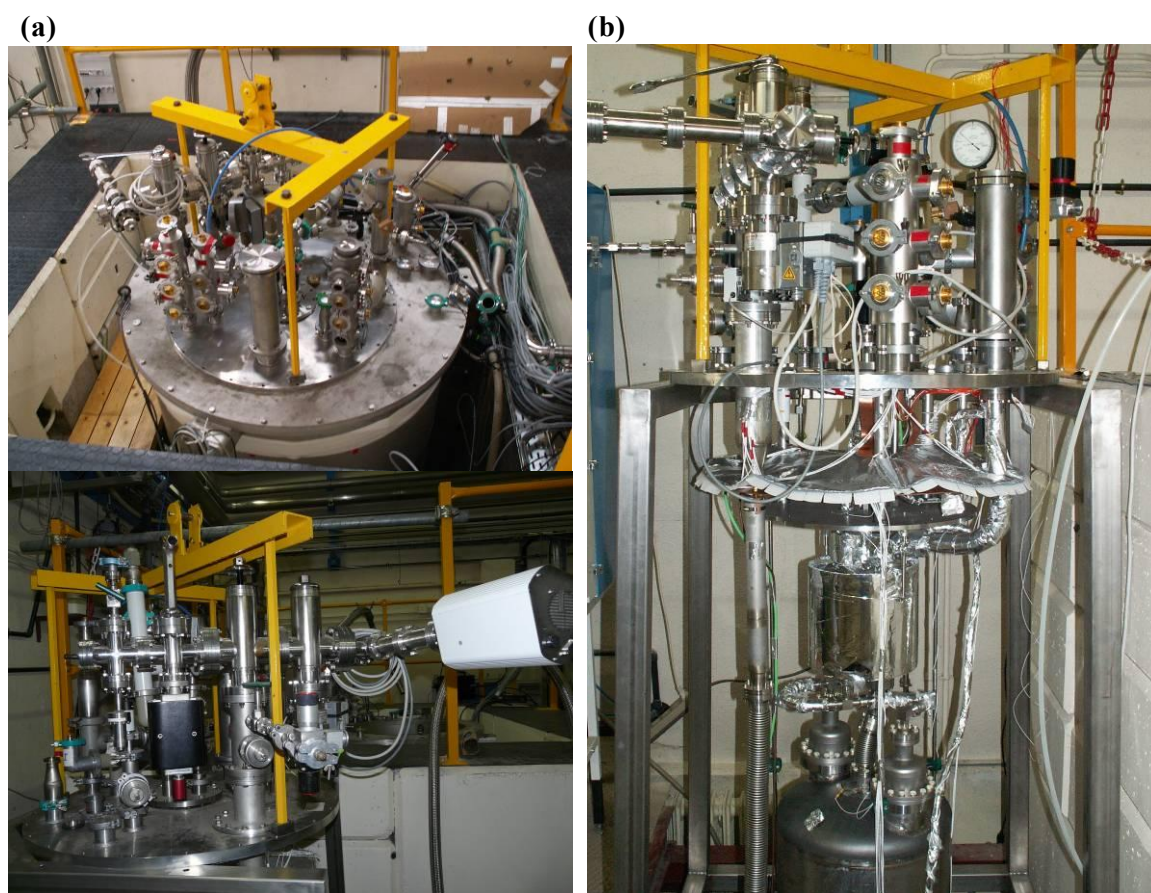


Figure 3-53 : (a) : En haut : vue générale du cryostat vertical totalement équipé. En bas, Vue sur le té de pompage. (b) : Montage d'une cavité Spiral2 sur l'insert de cryostat vertical.

2.1.2 La gestion de la cryogénie

Les fluides cryogéniques, l'azote liquide (77K à pression atmosphérique) et l'hélium liquide (4.2K à pression atmosphérique), sont approvisionnés dans des bouteilles de respectivement 600 litres et 500 litres.

La mise en froid du circuit azote est gérée manuellement. La bouteille d'azote est pressurisée à 500 mbar au dessus de la pression atmosphérique. Le débit de l'azote est contrôlé par la vanne « tout ou peu » en sortie de réchauffeur. Lors de la mise en froid celle-ci est ouverte totalement. Une fois l'écran à 90 K, l'ouverture de la vanne est ajustée manuellement de telle sorte que la température se stabilise autour de 90K. La mise en froid de l'écran nécessite environ 2h. La bouteille de 600 litres suffit à maintenir à froid l'écran azote pendant environ une semaine (entre 4 et 5 litres par heure).

Le circuit hélium est quant à lui totalement géré par un automate. Plusieurs conditions sont nécessaires au démarrage :

- L'écran azote doit être suffisamment froid (<110K).

- Le rinçage^a du circuit hélium doit être effectué.
- Les coffrets des sondes de niveau supraconductrices du réservoir tampon d'hélium et de la bouteille doivent être allumés.
- Les vides de la cavité et d'isolement doivent être bons (respectivement inférieur à $\sim 10^{-7}$ mbar et 10^{-6} mbar).
- Toutes les sondes gérant le processus de mise en froid doivent fonctionner.

Si une condition n'est pas satisfaite, l'automate refuse toute mise en froid. Une fois la bouteille installée (canne de transfert, tête de bouteille, air comprimé), il suffit de lancer la mise en froid sur le programme de supervision (cf **Figure 3-54**). Le remplissage s'effectue par un circuit approvisionnant le réservoir hélium par le piquage du bas. Une fois que le niveau dans le réservoir tampon atteint 5 %, la vanne V17 (cf **Figure 3-54**) se ferme. L'hélium arrive alors directement sur le réservoir tampon. En fonctionnement, le niveau d'hélium dans celui-ci est régulé entre 35 et 65 %. Lorsque le niveau atteint 65 %, le remplissage s'arrête totalement (fermeture de V11). Une fois descendu à 35 %, la vanne V18 (cf **Figure 3-54**) s'ouvre afin de souffler l'hélium chaud qui est resté dans la ligne de transfert directement vers le réchauffeur, sans passer par la cavité. Quand la température dans la ligne est suffisamment basse (~ 8 K), la vanne V18 se ferme pour faire circuler l'hélium par le circuit de remplissage par le haut. Un fritté rend la circulation de l'hélium par ce circuit possible que lorsque V17 et V18 sont fermées. Le niveau remonte à 65 % et ainsi de suite.

La mise en froid depuis 300 K jusqu'à remplissage du réservoir tampon nécessite 1h30 et consomme 300 litres d'hélium. Après thermalisation, les pertes statiques sont d'environ 6 watts. Le remplissage du réservoir tampon entre 35 et 65 % s'effectue toutes les 40 minutes et consomme une dizaine de litres. Ceci donne une consommation totale, sans prendre en compte les dissipations supplémentaires de la cavité lorsque celle-ci est sous champ, de 24 litres par heure, soit une autonomie d'une vingtaine d'heure avec une bouteille de 500 litres.

^a Le rinçage du circuit consiste à purger tout le circuit d'hélium avec du gaz hélium. Ceci évite la formation de glaçons d'eau ou d'air pouvant boucher les lignes. Un vide primaire est effectué dans le circuit puis il est remis à la pression atmosphérique à l'aide d'hélium gaz. Cette action est répétée en général trois fois.

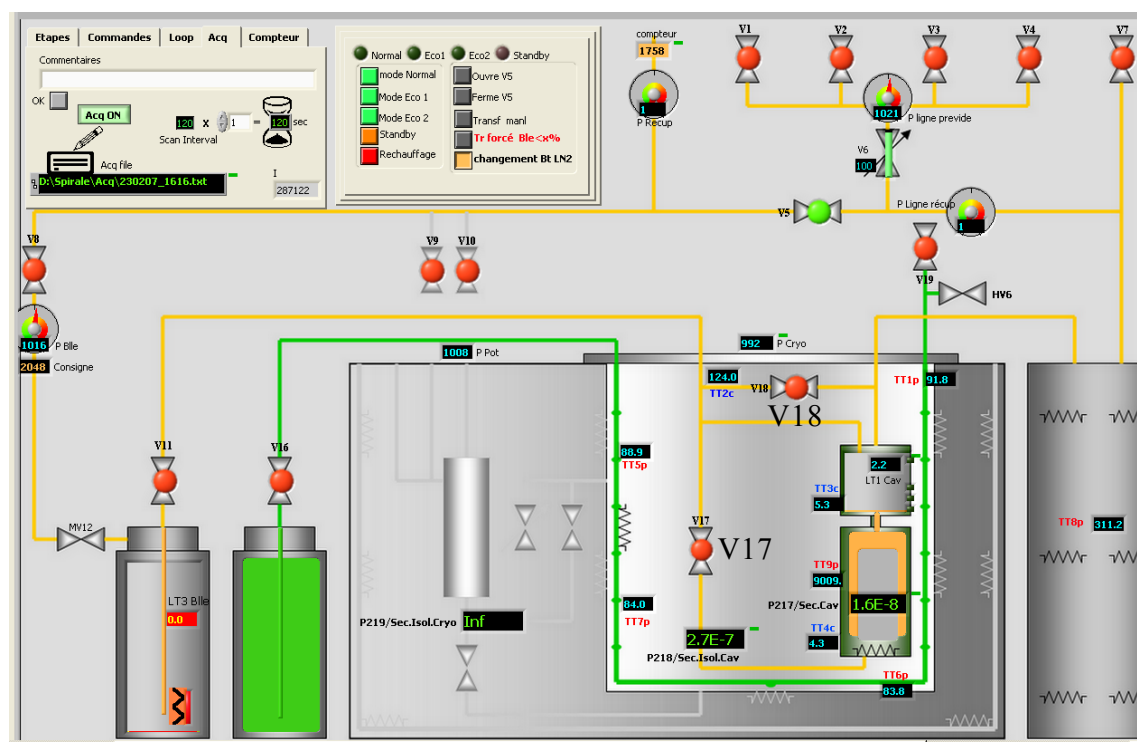


Figure 3-54 : Face avant du programme de supervision et contrôle du site du cryostat vertical programmée sous Labview. De gauche à droite, la bouteille d'hélium avec mesure de niveau, une chaufferette de pressurisation et une électrovanne pour contrôler le transfert vers le cryostat. Le circuit d'hélium est matérialisé en orange. A l'entrée du cryostat celui-ci se divise en trois avec le remplissage bas (V17), l'évacuation de l'hélium chaud (V18) et le remplissage haut débouchant sur le réservoir tampon accessible lorsque V17 et V18 sont fermées (passage à travers un fritté). La bouteille d'azote est contrôlée manuellement à l'aide d'une vanne « tout ou peu ». En sortie du cryostat, deux réchauffeurs élèvent la température de l'azote et de l'hélium. En sortie du réchauffeur hélium est visible le circuit de récupération de l'hélium, de pré-vidage et rinçage ainsi que les circuits de pompage pour le fonctionnement en bain pompé.

2.1.3 Gestion de la RF

Les cavités testées en cryostat sont montées avec deux antennes de couplage, une incidente insérée dans le piquage central du bas et l'autre de diagnostic (ou transmise) insérée dans un des deux piquages décentrés du bas. Elles consistent, pour les tests à froid et en couplage critique, en un cylindre en titane de 8 mm de diamètre et d'une trentaine de mm de long selon le couplage réellement désiré^a.

L'antenne dite « incidente », transmet l'onde électromagnétique provenant de l'amplificateur RF. La longueur de cette antenne a été dimensionnée de telle sorte que le couplage β_i entre l'antenne et la cavité soit proche de l'unité, c'est-à-dire que la totalité de la puissance est transmise à la cavité (la puissance réfléchie est donc nulle). Le facteur Q_0 de la cavité ayant tendance à chuter avec l'augmentation du champ accélérateur, le

a Pour les tests à chaud, les antennes utilisées sont en laiton et ont un diamètre de 8mm. Leur longueur est de l'ordre d'une dizaine de centimètres.

couplage incident Q_i est typiquement imposé tel que $\beta_i = Q_0/Q_i = 2$. Cette précaution permet non seulement de minimiser l'erreur commise sur les mesures du Q_0 et du champ accélérateur (cf. **Figure 3-60**), mais également de limiter la puissance maximale de l'amplificateur RF nécessaire pour atteindre le champ accélérateur maximal de la cavité. L'amplificateur RF disponible sur le site du cryostat vertical a une puissance maximale en sortie de 1000 Watts à 88 MHz.

L'antenne dite « transmise », permet d'évaluer le champ réel dans la cavité en en prélevant une partie. Le couplage Q_t de cette antenne est choisi de tel sorte que la puissance extraite soit négligeable par rapport à la puissance RF dans la cavité mais qu'elle soit suffisamment grande pour être mesurée. Le couplage « transmis » est typiquement imposé tel que $\beta_t = Q_0/Q_t < 1/10$.

D'après la formule (cf. **partie 2, équation (2-71)**), nous avons vu que la bande passante de la cavité est déterminée par le rapport entre la fréquence du mode excité et le couplage Q_L dit « en charge » de la cavité. En configuration de couplage critique, Q_L est de l'ordre de $Q_0/2$ soit de $4 \cdot 10^9$ au maximum pour une cavité supraconductrice Spiral2. Ce qui nous donne, pour une cavité à 88 MHz, une bande passante d'environ 100 mHz. On s'aperçoit ici que la cavité couplée de la sorte nécessite l'utilisation d'une boucle de régulation afin d'en mesurer correctement la caractéristique. En effet, nous verrons plus tard, que la fréquence de résonance de la cavité peut varier de plusieurs hertz en fonctionnement sous l'influence des vibrations et des variations de pression.

La fréquence de l'onde incidente est ainsi directement asservie par la fréquence de la cavité. Ceci est obtenu grâce à l'utilisation d'une boucle « auto-oscillante » consistant à réinjecter la puissance extraite de la cavité comme signal de commande de l'amplificateur. Cette opération est effectuée à l'aide d'un boîtier dit « pilote RF ». Ce dispositif permet le réglage de la puissance incidente, de la phase de l'onde incidente et la mesure des puissances incidente, réfléchiée et transmise en mode continu et pulsé. Il permet également d'effectuer la mesure de la fréquence et visualiser l'enveloppe de l'onde afin de déterminer le couplage Q_L par mesure du temps de décroissance.

La **Figure 3-55** schématise toute l'installation RF actuellement en fonctionnement sur le site du cryostat vertical.

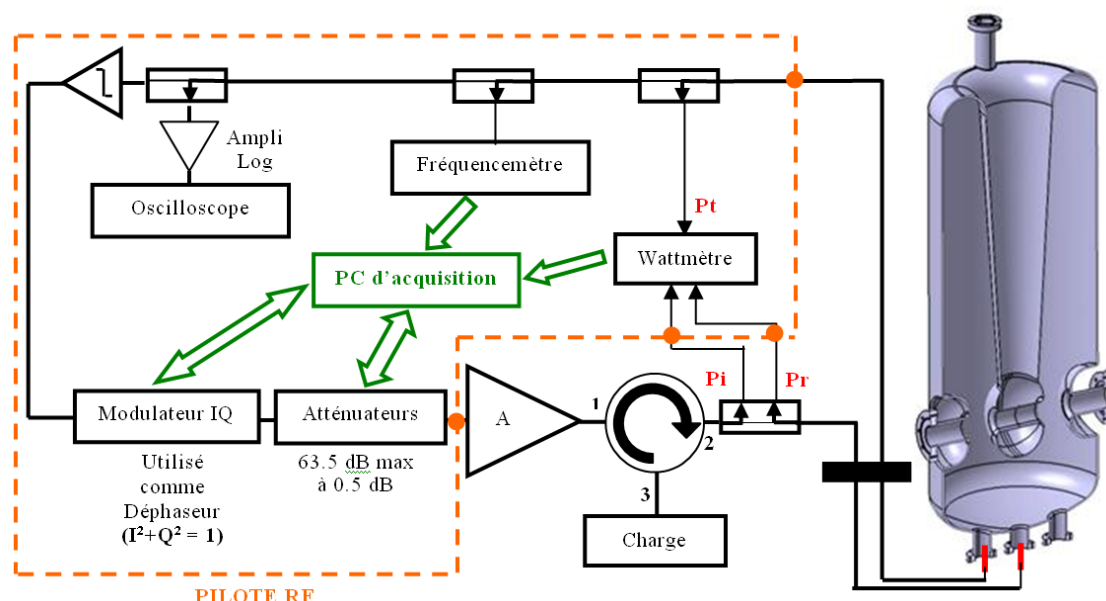


Figure 3-55 : Schéma simplifié du dispositif RF installé sur le site du cryostat vertical. Le pilote RF comprend tous les éléments encadrés par les pointillés oranges. En sortie de pilote, l'amplificateur d'un kWatts génère l'onde RF de puissance. Un circulateur^a est installé entre la cavité, sur le port 2 et l'amplificateur, sur le port 1, pour que toute la puissance réfléchiée par celle-ci ne l'endommage pas. La puissance réfléchiée est absorbée par une charge adaptée installée sur le port 3. Un ordinateur interfacé par Labview gère l'ensemble des commandes (atténuateur et modulateur IQ^b) et permet de visualiser et de sauvegarder les données acquises.

Pour être utilisée dans des conditions optimales, plusieurs opérations sont à effectuer avant les mesures proprement dites. Tout d'abord, il s'agit d'opérer une mesure des atténuations des câbles et des différents composants. Nous verrons que les différentes atténuations ne peuvent être négligées. Une erreur de plusieurs dizaines de pourcent serait faite.

Par la suite, la phase de la boucle doit être optimisée. Ceci permet d'améliorer la précision de la mesure en augmentant la puissance sur l'antenne transmise et de diminuer la puissance réfléchiée. Si la phase de la boucle est trop éloignée de la phase optimale, la boucle ne peut pas « accrocher ». La totalité de la puissance étant réfléchiée, la puissance injectée dans la cavité est nulle et donc aucun signal ne commande l'amplificateur RF. Afin d'augmenter la puissance RF en entrée de la cavité, il suffit de réduire l'atténuation de la boucle à l'aide d'un atténuateur variable présent dans la boucle. Ainsi la caractéristique de la cavité, courbe représentant le facteur de qualité Q_0 en fonction du champ accélérateur, est tracée point par point à partir des puissances incidente (P_i), réfléchiée (P_r) et transmise (P_t).

^a Circulateur RF : composant RF permettant de protéger l'amont d'un circuit des réflexions en aval dues à une désadaptation d'impédance. Il transmet la puissance de 1 vers 2 et isole le port 1 des réflexions provenant du port 2. L'onde RF ne peut circuler seulement de 1 vers 2, de 2 vers 3 et de 3 vers 1.

^b Modulateur IQ : Composant RF permettant, comme son nom l'indique, de moduler le signal en entrée. Deux entrées I (In-phase) et Q (Quadrature) sont multipliées respectivement aux parties réelle et imaginaire du signal d'entrée. La phase et l'amplitude du signal de sortie sont ainsi modifiées. En choisissant correctement les couples I et Q, il est donc possible de ne modifier seulement la phase (déphaseur) ou l'amplitude (atténuateur) du signal. L'atténuation est obtenu en gardant $Q=0$ et $I<1$. Le déphasage est obtenu en se plaçant, dans l'espace complexe, sur un cercle d'amplitude 1 c'est-à-dire $I^2+Q^2=1$. La phase se voit alors modifiée de la valeur $\arctan(I/Q)$.

2.1.4 Instrumentation

Comme dit précédemment, les tests en cryostat vertical sont essentiels pour mesurer précisément la caractéristique de la cavité. Pour avoir un diagnostic complet, plusieurs grandeurs sont acquises en parallèle afin de suivre l'influence de différents paramètres sur la cavité et ses performances. Le tableau récapitule l'ensemble des diagnostics installés.

Tableau 3-7 : Récapitulatif des différents diagnostics installés sur le site du cryostat vertical

Emplacement	Grandeur mesurée	Type de capteur	Rôle	Action sur
Bouteille hélium	Pression (mbar)	Capteur de pression	Régulation pression	Chaufferette de pressurisation
	Niveau (%)	Sonde supraconductrice	Suivi de l'hélium liquide restant dans la bouteille	/
Platine supérieure du cryostat	Pression (mbar)	Jauge à vide Pirani + Penning	Vides d'isolement cryostat	/
Té de pompage	Pression (mbar)	Jauge à vide Pirani + Penning	Suivi du vide cavité	/
	Pression (mbar)	Spectromètre de masse	Suivi des pressions partielles des éléments (H ₂ , He, O ₂ , N ₂ , CO ₂ , Ar, H ₂ O, C _x H _y) dégazés dans le vide cavité	/
Réservoir tampon hélium	Pression (mbar)	Capteur de pression	Suivi de la pression du bain d'hélium	/
	Niveau (%)	Sonde supraconductrice + ponctuelles	Régulation en fonctionnement	Vannes circuits remplissage haut et bas
Ecran cuivre	Température (K)	Sonde type Platine	Suivi des températures de l'écran	Chaufferettes
Cavité	Température (K)	Sondes Platine + Cernox (ou AB)	Suivi des températures de la cavité	/
Extérieur du cryostat au niveau du tube faisceaux	Dose (μSv/h)	Sonde type chambre à ionisation	Suivi du rayonnement X	Alarme de dépassement de seuil

Sortie de réchauffeur	Débit (m ³ /h)	Débitmètre massique à insertion	Suivi du débit d'hélium dégazé	/
	Volume (m ³)	Compteur à gaz gallus	Comptage du volume dégazé	
Instrumentation RF	Fréquence	Fréquencemètre	Mesure de la fréquence de la boucle auto-oscillante	
	Puissance	Wattmètre	Mesure des puissances incidente, réfléchie et transmise	
	Tension	Oscilloscope	Mesure du temps de décroissance	

2.2 Mesures des performances RF de la cavité

Cette partie porte sur les différentes opérations et mesures à effectuer pour l'évaluation des performances accélératrices d'une cavité supraconductrice d'une manière générale. Afin de mener cette étude dans des conditions optimales, un protocole de mesure bien défini doit être suivi. Nous décrirons en détail et dans l'ordre chronologique les différentes mesures à entreprendre pour aboutir finalement à la courbe du facteur de qualité de la cavité Q_0 , image de la puissance dissipée dans la cavité, en fonction du champ accélérateur E_{acc} . Cette courbe met en valeur « la qualité » de la cavité supraconductrice et permet de diagnostiquer très rapidement si d'une part la cavité respecte le cahier des charges défini par le projet et d'autre part de quantifier et caractériser la contribution à la dégradation des performances accélératrices causée par différents d'effets connus: émission de champ renforcée, multipacting, effet 100K.

2.2.1 Etalonnage de la chaîne de mesure

Cette opération consiste à évaluer précisément les atténuations de toute la chaîne de mesure composée des câbles de mesures, des composants RF à l'intérieur du pilote et des coupleurs de puissance. Nous allons voir que ces atténuations ne peuvent être négligées. Toute la partie mesure étant déportée à cause du rayonnement X, les câbles peuvent être longs de plusieurs dizaines de mètres. Ainsi, il s'agit de corriger les mesures déportées afin de déterminer la puissance réelle au point voulu. Prenons l'exemple de la mesure de la puissance incidente. Cette puissance est définie comme la puissance arrivant au niveau de l'antenne incidente. Hors pour des raisons techniques, il est impossible de mesurer directement cette puissance en ce point là. Ainsi, en prenant en compte l'atténuation de la chaîne de mesure entre l'antenne incidente et le point réel de mesure, il est possible de connaître exactement la puissance au niveau de l'antenne.

A noter que ces mesures des atténuations sont à faire lorsque les cavités sont froides et l'ensemble du cryostat thermalisé. L'atténuation d'un câble varie significativement avec la température. Il convient de procéder à l'étalonnage après au moins un jour à froid, les câbles de mesure étant long à thermaliser.

La méthode utilisée nécessite l'utilisation d'un générateur RF basse puissance de précision et d'un wattmètre. Le schéma simplifié de la chaîne de mesure est présenté sur la **Figure 3-56**. Les atténuations sont exprimées en dB^a et les puissances en dBm^b.

^a dB : Expression de l'atténuation entre une puissance d'entrée P_e et de sortie P_s définie par $AttdB = 10 \log(P_s/P_e)$.

^b dBm : Unité de mesure de puissance définie par $P_{dBm} = 10 \log(P_{watt}/1 \text{ mW})$. Le dBm est en fait l'expression de l'atténuation de la puissance par rapport à 1 mWatt.

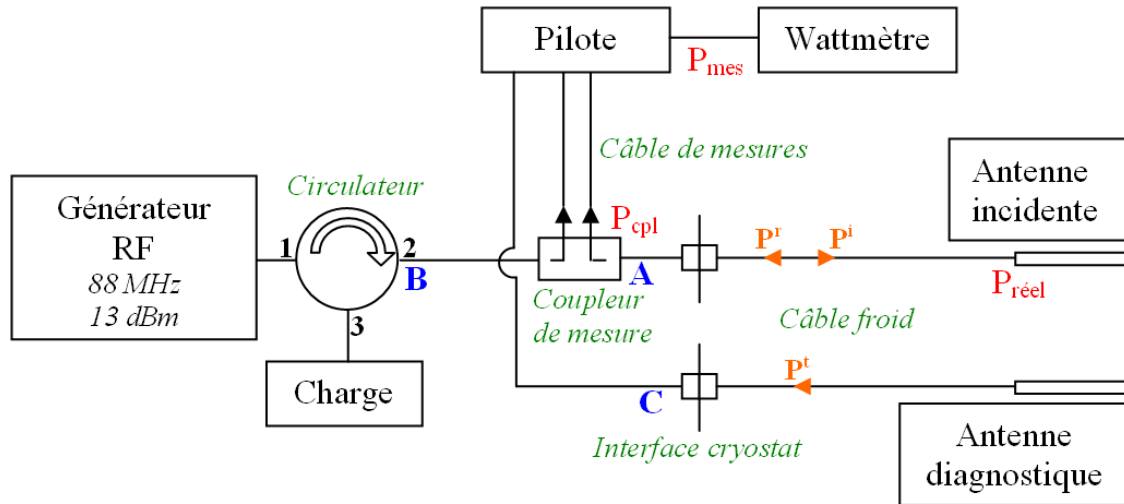


Figure 3-56 : Schéma simplifié de la chaîne de mesure pour l'évaluation des atténuations.

Définissons tout d'abord les trois mesures de puissance à effectuer. Soient P^i et P^r , respectivement les puissances dites incidente (du générateur vers la cavité) et réfléchie (de la cavité vers la charge et P^t , la puissance dite transmise allant de la cavité vers le pilote. Chacune de ces trois puissances peuvent être définies en trois emplacements, $P_{réel}$, la puissance réelle que nous voulons retrouver, P_{mes} , la puissance mesurée par le wattmètre et finalement P_{cpl} , la puissance en sortie du coupleur de mesure. Nous noterons $Att_{composant}$, l'atténuation du composant considéré définie positivement.

Ainsi pour P^i :

$$P_{mes}^i = P_{cpl}^i - (Att_{coupleur} + Att_{câble} + Att_{pilote}) \quad (3-95)$$

$$\text{Et} \quad P_{cpl}^i - P_{réel}^i = Att_{câblefroid} \quad (3-96)$$

Car l'onde incidente se déplace du coupleur de mesure vers l'antenne incidente. Ainsi, en combinant (3-1) et (3-2), nous obtenons :

$$AttP^i = P_{réel}^i - P_{mes}^i = (Att_{coupleur} + Att_{câble} + Att_{pilote}) - Att_{câblefroid} \quad (3-97)$$

Nous voyons ici qu'il faut soustraire l'atténuation du câble entre l'interface du cryostat et la cavité.

De même pour P^r :

$$P_{mes}^r = P_{cpl}^r - (Att_{coupleur} + Att_{câble} + Att_{pilote}) \quad (3-98)$$

$$\text{Et} \quad P_{réel}^r - P_{cpl}^r = Att_{câblefroid} \quad (3-99)$$

Car l'onde réfléchie se déplace de l'antenne incidente vers le coupleur de mesure. Ainsi, en combinant (3-4) et (3-5), nous obtenons :

$$AttP^r = P_{réel}^r - P_{mes}^r = (Att_{coupleur} + Att_{câble} + Att_{pilote}) + Att_{câblefroid} \quad (3-100)$$

Cette fois-ci, l'atténuation du câble dans le cryostat est à additionner.

Dans le cas de P^t , nous nous retrouvons dans le même cas que pour la puissance réfléchie c'est-à-dire :

$$AttP^t = P^i_{réel} - P^i_{mes} = (Att_{câble} + Att_{pilote}) + Att_{câblefroid} \quad (3-101)$$

En pratique, plusieurs manipulations sont nécessaires afin de mesurer toutes les atténuations.

La méthode proposée ici limite le nombre d'intervention de démontage. Ceci permet de réduire l'erreur faite sur les mesures lors du remontage des interconnexions. Elle ne nécessite le démontage que de l'interconnexion entre la sortie du coupleur de mesure et l'interface du cryostat.

Dans un premier temps, il s'agit d'évaluer la puissance réelle à la sortie du coupleur de mesure (cf point A **Figure 3-56**). Cette puissance correspond à P_{cpl} .

Ensuite, nous évaluons les atténuations des câbles de mesure, du coupleur de mesure et du pilote pour les puissances P^i et P^r . Ceci est fait en connectant en A et en trois temps un court-circuit et un circuit ouvert pour simuler une réflexion totale de l'onde et une charge 50Ω simulant la transmission totale de l'onde. P^r_{mes} et P^i_{mes} sont mesurées dans les trois cas. En théorie les trois mesures de P^i_{mes} sont supposées être égales. Il a été cependant constaté que celles-ci diffèrent de plusieurs dixièmes de dB. Cet écart peut s'expliquer par la directivité du coupleur de mesure et par la réflexion de l'onde perturbant le générateur de précision. A basse puissance, le circulateur n'est peut être pas suffisamment efficace ! *Ceci est corrigé en ajoutant un atténuateur 10 dB en sortie de circulateur* (cf. point B **Figure 3-56**). Les atténuations totales, sur les voies P^i et P^r , sont respectivement les différences entre $P_{cpl} - P^i_{mes}$ et $P_{cpl} - P^r_{mes}$.

L'atténuation du câble de mesure et du pilote sur la ligne P^t est obtenue en connectant la sortie du coupleur de mesure (point A) au câble partant vers le pilote. L'atténuation est égale à $P_{cpl} - P^t_{mes}$.

Il s'agit maintenant d'évaluer l'atténuation des deux câbles à l'intérieur du cryostat. Pour cela, le coupleur de mesure est connecté sur le cryostat à l'interconnexion du câble de l'antenne incidente. *Il est important de ne pas être à la fréquence de résonance de la cavité pour que toute la puissance soit réfléchie au niveau de l'antenne.* P^r_{mes} et P^i_{mes} sont à nouveau mesurés. P^i_{mes} doit être équivalent aux mesures précédentes. L'atténuation du câble à froid est la demi-différence entre P^r_{mes} mesuré à l'instant et P^r_{mes} lorsque le court-circuit était connecté en A. *L'atténuation du câble est seulement la demi-différence car l'onde réfléchie le parcourt deux fois !*

La même opération est effectuée pour le câble entre l'antenne diagnostique et l'interface du cryostat. P^t_{mes} est mesuré. L'atténuation de ce câble est obtenue en effectuant la demi-différence entre P^t_{mes} mesuré à l'instant et P^t_{mes} mesuré précédemment.

Nous avons maintenant toutes les données pour évaluer précisément $AttP^i$, $AttP^r$ et $AttP^t$ à l'aide des formules (3-97), (3-100) et (3-101).

Typiquement les atténuations à prendre en compte sont :

- $AttP^i = 50.9 \text{ dB}$
- $AttP^r = 50.3 \text{ dB}$
- $AttP^t = 14.2 \text{ dB}$

2.2.2 Principe des mesures RF en couplage critique

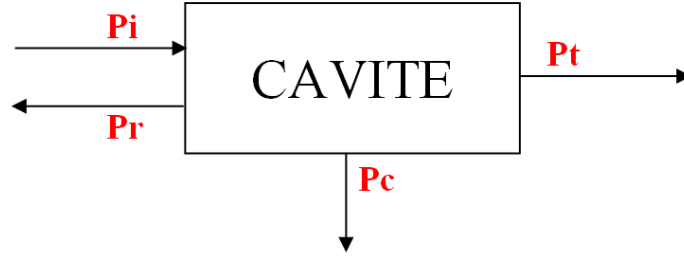


Figure 3-57 : Bilan des puissances arrivant et sortant du système « cavité »

Cette méthode de mesure du facteur Q_0 et du champ accélérateur E_{acc} dans la cavité repose sur un bilan de puissance sur le système « cavité ». Si l'on isole ce système nous pouvons établir une relation simple entre les différentes puissances entrantes et sortantes (cf. **Figure 3-57**) :

$$P_i = P_r + P_t + P_c \quad (3-102)$$

Nous pouvons en déduire la puissance dissipée par l'onde RF sur les parois de la cavité connaissant P_i , P_r et P_t . De plus, nous avons besoin des 5 formules suivantes (découlant de plusieurs équations vues dans la partie 2 afin de caractériser et vérifier les trois couplages définis Q_L , Q_i et Q_t et finalement en déduire Q_0 et E_{acc}).

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_i} + \frac{1}{Q_t} \approx \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_i} \quad (3-103)$$

$$Q_L = 2 \cdot \pi \cdot f_0 \cdot \tau \quad (3-104)$$

$$Q_i = \frac{2 \cdot Q_L}{1 \pm \sqrt{\frac{P_r}{P_i}}} \quad (3-105)$$

$$Q_t = 2 \cdot Q_L \cdot \frac{P_i}{P_t} \cdot \left(1 \pm \sqrt{\frac{P_r}{P_i}} \right) \quad (3-106)$$

$$Q_0 = \frac{Q_t \cdot P_t}{P_c} \quad (3-107)$$

$$E_{acc} = K \cdot \sqrt{Q_t \cdot P_t} \quad (3-108)$$

Avec f_0 la fréquence de résonance de la cavité, τ le temps de décroissance de la puissance et K un facteur dépendant de la géométrie de la cavité (cf. **partie 2, équation (2-76)**). Pour les formules (3-105) et (3-106) le signe dépend du couplage de la cavité.

« + » si la cavité est sur-couplée ($Q_0/Q_i > 1$) et « - » si la cavité est sous-couplée ($Q_0/Q_i < 1$).

Nous voyons ici que les mesures de Q_0 et E_{acc} sont calculés à partir des facteurs de couplages Q_i et Q_t déterminés à chaud avant le montage de la cavité (cf. **ANNEXE 1 : Méthode pour l'évaluation du couplage des antennes à chaud**). Ainsi afin de réduire l'erreur sur les valeurs réelles des couplages incidents et transmis, ceux-ci sont mesurés à nouveau à froid.

2.2.21 Evaluation des couplages des antennes à froid

Les mesures des couplages Q_L , Q_i et Q_t sont à effectuer une fois la phase de la boucle auto-oscillante optimisée, les atténuations mesurées et dans une zone de fonctionnement de la cavité où aucun phénomène ne perturbe les mesures de puissance (émission de champ, multipacting). Considérant une cavité idéale, le couplage ne dépend en aucun cas du champ accélérateur mais uniquement de la géométrie de l'antenne. Cependant, la mesure du couplage est faussée si une partie non négligeable de la puissance injectée dans la cavité est répercutée dans l'émission électronique. Typiquement, pour ce qui est des cavités Spiral2, on se place à un champ inférieur à 1 MV/m.

Dans un premier temps, il s'agit d'évaluer le couplage « en charge » Q_L . Pour cela d'après la formule (3-104), il suffit de mesurer la fréquence de résonance de la cavité f_0 et le temps de décroissance τ . Ce dernier est mesuré à l'aide d'un oscilloscope connecté à la sortie de l'amplificateur logarithmique du pilote RF (cf. **Figure 3-55**). Pour un système résonant, notamment une cavité, il a été montré (cf. **partie 2, équation (2-74)**) que la coupure brutale de la puissance incidente mène à une décharge exponentielle de l'énergie stockée dans la cavité et donc de la puissance transmise. Nous pouvons ainsi écrire l'équation de décharge de la puissance P_t .

$$P_t^w(t_2) = P_t^w(t_1) \cdot \exp\left(-\frac{t_2 - t_1}{\tau}\right) \quad (3-109)$$

L'amplificateur logarithmique convertit la décroissance exponentielle de la puissance exprimée en Watt en une droite décroissante en dBm, avec un facteur C (Volts/dBm). Nous pouvons donc réécrire cette formule en exprimant la puissance non plus en Watt mais en dBm.

$$P_t^{dBm}(t_2) - P_t^{dBm}(t_1) = 10 \cdot \log\left(\frac{P_t^w(t_2)}{P_t^w(t_1)}\right) = \frac{-10}{\ln(10)} \cdot \frac{t_2 - t_1}{\tau}$$

Et finalement

$$\tau = \frac{10 \cdot C}{\ln(10)} \cdot \frac{|t_2 - t_1|}{|V(t_2) - V(t_1)|} \quad (3-110)$$

Graphiquement, le temps de décroissance est la pente à l'origine lorsque la RF est coupée. Ainsi, en mesurant la différence de tension ΔV et la durée Δt entre deux points de la droite décroissante on en déduit τ avec l'équation (3-110), et finalement Q_L par l'équation (3-104). Les mesures des puissances P_i , P_r et P_t à la même valeur de champ que précédemment nous permettent d'évaluer les couplages Q_i et Q_t grâce aux équations (3-105) et (3-106). Les valeurs trouvées doivent être comparables aux mesures de couplage

faites à chaud lors du dimensionnement des antennes afin de s'assurer de la fiabilité des mesures.

2.2.22 Mesure de la caractéristique $Q_0(E_{acc})$ par bilan de puissance

A ce stade, la seule inconnue restante est la puissance P_c réellement dissipée dans la cavité. L'équation **(3-102)** permet de la calculer à partir des trois puissances mesurées P_i , P_r et P_t . Le calcul de Q_0 et E_{acc} en découlent grâce aux équations **(3-107)** et **(3-108)**. Point par point, nous retraçons le couple (Q_0, E_{acc}) en augmentant le gain de la boucle (cf. **Figure 3-55**).

Une précaution est cependant à prendre lors des mesures. Nous avons vu que la cavité se comporte comme un système résonant type RLC. Ceci implique donc l'existence d'un régime transitoire (charge ou décharge) et d'un régime stationnaire. La mesure du couple (Q_0, E_{acc}) , et donc l'utilisation du bilan de puissance **(3-102)**, n'est valable qu'en régime stationnaire. Nous considérerons que cette condition est atteinte après 5τ . Pour les cavités Spiral2 et en couplage critique :

$$\tau = \frac{Q_L}{2 \cdot \pi \cdot f_0} \approx \frac{2 \cdot 10^9}{2 \cdot \pi \cdot 88 \cdot 10^6} \approx 3.5 s$$

La courbe tracée (cf. **Figure 3-58**), permet d'établir en quelque sorte un « bilan de santé » de la cavité. Cette représentation met très clairement en valeur la moindre perturbation. Il est donc possible d'évaluer dès réception d'une cavité ses performances propres. Cette courbe de référence nous permettra par la suite de qualifier et valider la pertinence d'un traitement de surface (étuvage, blindage magnétique), étudier l'impact et les limitations induites par l'ajout d'un système d'accord en fréquence, optimiser la géométrie pour réduire au maximum les champs de surface, le multipacting, étudier l'effet 100K, etc.... La partie à très bas champ (cf. 1 sur la **Figure 3-58**) caractérise la résistance résiduelle du Niobium. Nous le verrons celle-ci peut être augmentée sous l'effet de différents facteurs :

- Piégeage de champ magnétique lors de la transition supraconductrice.
- Effet 100K (précipitation de l'hydrogène interstitiel piégé dans le Niobium)
- Qualité de Niobium (RRR, défauts, ...)

Les parties à champ moyen et élevé (cf. 2 et 3 sur la **Figure 3-58**) déterminent la qualité du refroidissement de la cavité et de l'état des surfaces. Une pente prononcée peut être signe d'une élévation de la température du Niobium et donc de la résistance de surface ainsi que de la présence de poussières ou irrégularités (soudures non régulières, chimie trop violente, présence de corps émetteurs, ...) favorisant l'émission de champ.

Le champ maximal atteignable, c'est-à-dire le champ limite de quench peut être lié :

- A la dissipation trop importante suite à la dégradation de la résistance de surface du Niobium causée par les trois effets cités au-dessus.
- A une émission de champ trop intense échauffant localement le Niobium. Dans une zone non magnétique : la surface atteint la température critique T_c (pour $H=0$) du Niobium de 9.2 K. Dans une zone magnétique : l'échauffement atteint une température critique réduite donnée par la formule empirique (cf. **partie 2, équation (2-23)**). Au champ de 9.2

MV/m, la température critique est d'environ 6.5 K dans les zones magnétiques les plus intenses.

La dépendance en champ très marquée du facteur de qualité pour ce type de cavité fonctionnant à 4.2K est encore mal comprise et controversée. Nous essaierons dans la partie 4 d'étudier plus spécifiquement la contribution à la résistance de surface de chacun des effets cités auparavant.

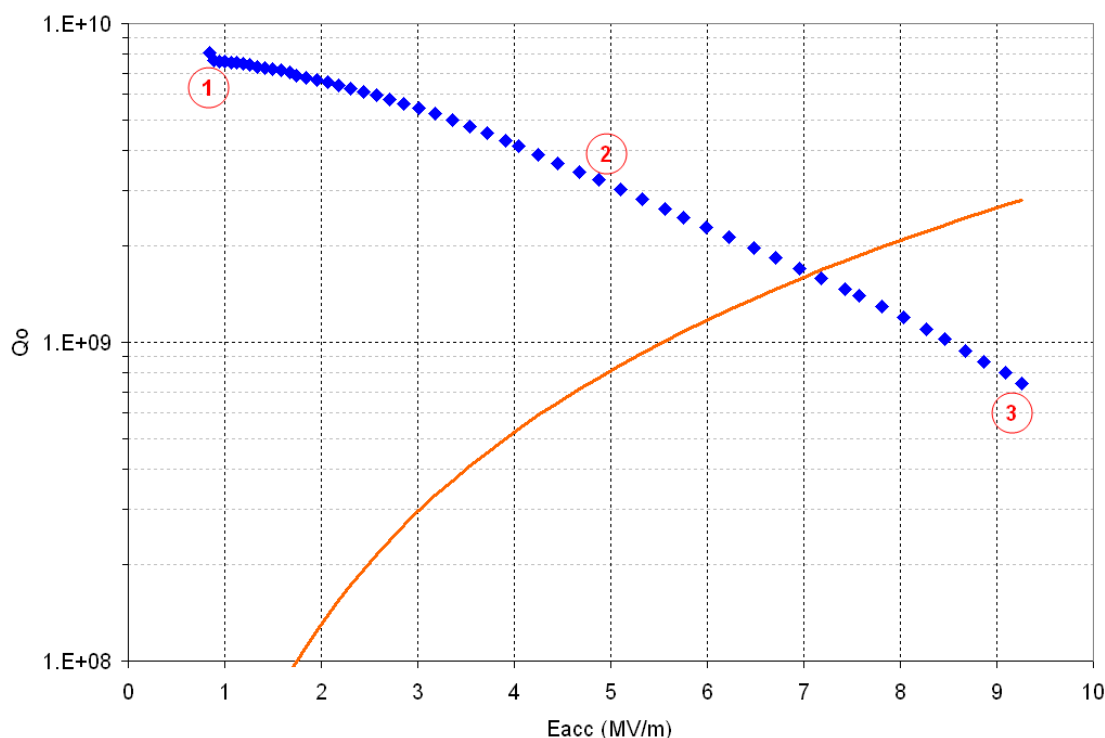


Figure 3-58 : Exemple d'une courbe représentant le facteur de qualité Q_0 en fonction du champ accélérateur E_{acc} . Test réalisé en cryostat vertical sur la cavité Spiral2 MB02. (août 2008). En orange, limite à 10 Watts de dissipation.

2.2.3 Evaluation des erreurs et optimisation des mesures

Quantifier l'exactitude des mesures du facteur Q_0 et du champ accélérateur E_{acc} n'est pas chose évidente. Les barres d'erreur sont rarement représentées sur les graphiques. Cependant, il est connu que ces mesures sont très délicates et qu'une incertitude d'une vingtaine de pourcent n'est pas choquante.

Le but de ce paragraphe est de non seulement quantifier les erreurs effectivement faites sur les mesures à l'occasion des tests des cavités mais aussi de déterminer dans quelles conditions l'incertitude sur la mesure est minimale. Nous prendrons en considération les incertitudes de mesure des deux appareils couramment utilisés tel l'oscilloscope lors de la mesure du τ et le wattmètre, pour la mesure des atténuations et des puissances.

L'erreur totale est définie par la somme de trois termes définis par :

- L'incertitude : donnée par la précision de l'appareil de mesure et celle de l'opérateur lors de la lecture.
- La dispersion statistique : donnée par la reproductibilité de la mesure.

- L'erreur systématique : donnée par la justesse des appareils de mesure, par les dérives causées par le vieillissement ou les variations de températures, l'arrondissement d'un paramètre dans la chaîne de mesure. Cette erreur est reproductible et toujours dans le même sens.

L'incertitude totale, valeur que l'on cherche à quantifier majore l'erreur totale.

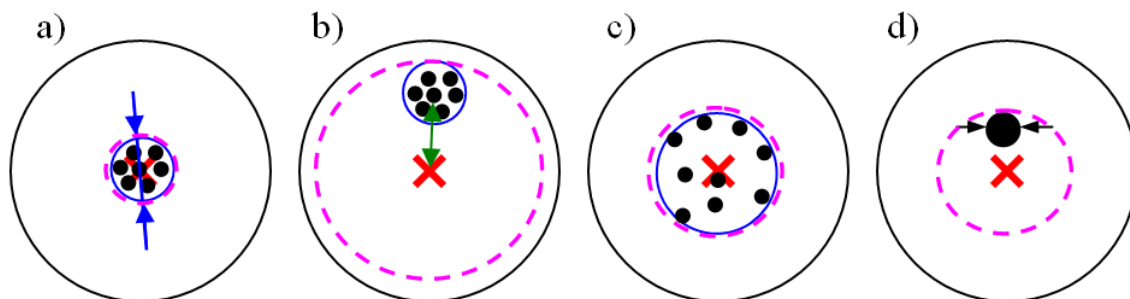


Figure 3-59 : représentation des trois types d'erreurs pouvant influencer sur l'erreur totale d'une mesure. La valeur exacte est représentée par la croix rouge, et les points de mesure par les ronds noirs. L'incertitude est représentée par le diamètre d'un point de mesure (d). La dispersion statique est schématisée par le diamètre du cercle bleu englobant l'échantillon des points de mesure et l'erreur systématique par la distance au centre du cercle bleu (flèche verte). Finalement l'incertitude totale est définie par le diamètre du cercle en pointillés roses.

2.2.31 Incertitude sur la mesure des atténuations (ε_{Att})

Cette opération met en jeu un générateur RF et un wattmètre. Deux mesures de puissance indépendantes sont effectuées à l'aide du même wattmètre. L'incertitude de mesure $\varepsilon_{\text{wattmètre}}$ de l'appareil utilisé est estimé à 0.05 dB, soit 1.2 %. *Nos mesures faites ici étant des mesures relatives, nous pouvons considérer que les erreurs systématiques provenant d'une erreur d'adaptation d'impédance, de variation de température ou d'un défaut d'étalonnage sont annulées par la différence $P_{\text{reel}} - P_{\text{mes}}$.* Ainsi, en différenciant la formule (3-97), (3-100) ou (3-101), nous trouvons :

$$d\text{AttP} = dP_{\text{reel}} - dP_{\text{mes}}$$

$$\varepsilon_{\text{Att}} = |d\text{AttP}| = 2 \varepsilon_{\text{wattmètre}} = 2.4 \%$$

Cependant, nous prenons en compte ici seulement les erreurs faites sur les mesures. Or nous savons que les propriétés conductrices d'un câble dépendent de sa température. Une erreur peut donc être faite sur l'atténuation globale de la chaîne de mesure étant donné que le câble à froid à l'intérieur du cryostat vertical se thermalise très lentement. Cela dit, sa contribution dans l'atténuation totale est d'environ 1% pour P_i et P_r et de 3.5 % pour P_t , considérant les longueurs de câble mis en jeu. D'après [RADIALLO7] donnant la relation entre l'atténuation et la température d'un câble (3-111), la variation relative de l'atténuation d'un câble entre 20 °C et -269 °C est d'environ 60 % !

$$\Delta Att(\%) = \frac{Att(T) - Att(20^\circ C)}{Att(20^\circ C)} = 0.2 \cdot (T - 20) \quad (3-111)$$

Si l'on considère grossièrement la première moitié du câble à 4 K et la deuxième reste à 20 °C (bonne approximation en considérant un gradient de température constant dans le câble), la variation de l'atténuation du câble est d'environ 30 %, cela conduit à une variation totale de 0.33% pour P_i et P_r et 1% pour P_t . Cette erreur peut donc être largement négligée en attendant un jour de thermalisation avant la mesure des atténuations.

Nous retiendrons finalement une erreur globale lors de la mesure des atténuations de 2.4%. Ainsi l'erreur de chaque mesure effectuée par la suite est la somme de l'erreur de mesure elle-même et de l'erreur sur l'atténuation, soit $\varepsilon_{\text{mesure}} = 3.6 \%$.

2.2.32 Incertitude sur la mesure du τ (ε_τ) et de Q_L

Cette mesure demande l'utilisation d'un oscilloscope pour suivre la décroissance du champ lors de la décharge de la cavité. D'après la formule **(3-110)**, nous pouvons déduire la formule d'erreur relative suivante :

$$\varepsilon_\tau \leq \frac{\Delta C}{C} + 2 \cdot (\varepsilon_{\text{oscillo}}^Y + \varepsilon_{\text{oscillo}}^X) \quad (3-112)$$

Avec ΔC l'erreur faite lors de l'étalonnage de l'amplificateur logarithmique et $\varepsilon_{\text{oscillo}}^Y$ et $\varepsilon_{\text{oscillo}}^X$, les erreurs relatives de respectivement la mesure de la tension et du temps sur l'oscilloscope. D'après les calibres utilisés nous estimons $\varepsilon_{\text{oscillo}}^Y$ et $\varepsilon_{\text{oscillo}}^X$ à respectivement 1.5% et 0.5% et $\Delta C/C$ à 1.5%. L'erreur sur le facteur Q_L , calculé à partir de la formule **(3-104)**, est prise identique à ε_τ considérant la mesure de la fréquence précise au Hertz.

Nous retiendrons finalement une erreur globale lors de la mesure du τ et Q_L de 5.5%.

2.2.33 Incertitude sur la mesure de puissance P_c (ε_{P_c})

La puissance dissipée dans la cavité est évaluée à partir du bilan de puissance donné par l'équation **(3-102)**. Les mesures des trois puissances P_i , P_r et P_t , sont effectuées à l'aide du même wattmètre. Nous pouvons donc écrire l'erreur faite sur l'évaluation de P_c comme :

$$\varepsilon_{P_c} = \frac{dP_i + dP_r + dP_t}{P_i - P_r - P_t}$$

Afin de simplifier cette formule, nous pouvons négliger P_t étant très petit par rapport à P_i quelque soit sa valeur, nous obtenons alors :

$$\varepsilon_{Pc} \leq \varepsilon_{mesure} \frac{\left(1 + \frac{P_r}{P_i}\right)}{\left(1 - \frac{P_r}{P_i}\right)}$$

En exprimant cette relation en fonction du rapport β_i et en négligeant la contribution de Q_t dans l'équation **(3-103)**, nous trouvons finalement :

$$\varepsilon_{Pc} = \varepsilon_{mesure} \cdot \frac{1 + \left(\frac{2}{1 + \frac{1}{\beta_i}} - 1 \right)^2}{1 - \left(\frac{2}{1 + \frac{1}{\beta_i}} - 1 \right)^2} \quad (3-113)$$

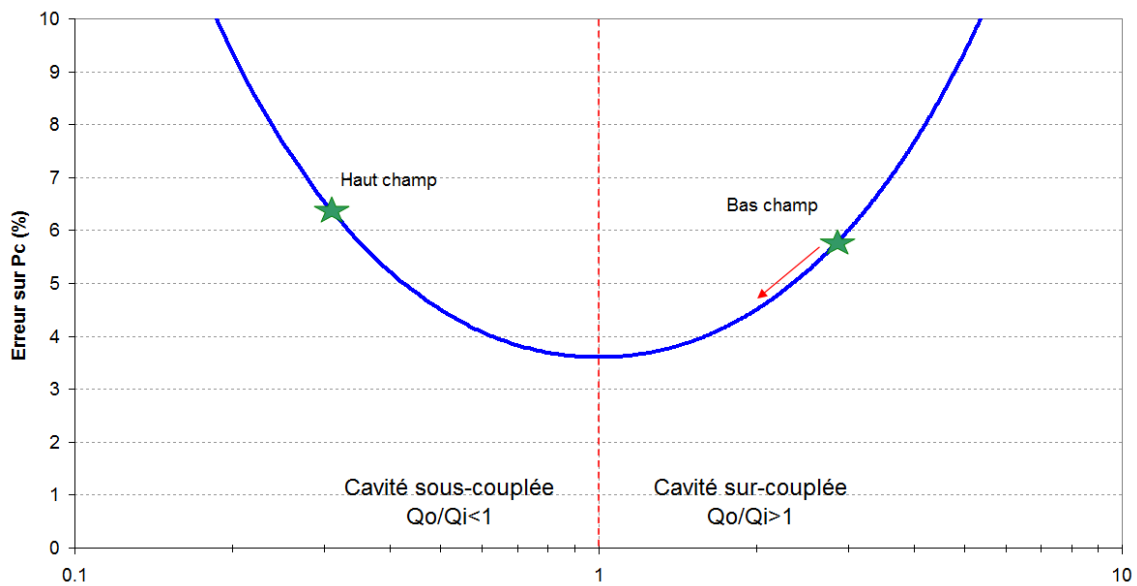


Figure 3-60 : Evolution de l'erreur faite sur la mesure de la puissance dissipée dans la cavité P_c en fonction du facteur de couplage β_i . A bas champ, le Q_0 de la cavité est au plus haut, le facteur β_i est donc maximal (étoile verte notée bas champ). En augmentant le champ dans la cavité, le Q_0 se dégrade diminuant ainsi β_i jusqu'à atteindre sa valeur minimale (étoile verte notée haut champ). L'erreur évolue au cours de la mesure pour être minimale en $\beta_i=1$.

Le graphique (cf. **Figure 3-60**) nous montre très clairement l'importance du choix du couplage en cryostat vertical. Plus le facteur Q_0 de la cavité s'éloigne du couplage Q_i , en d'autres termes plus P_r est important par rapport à P_i , plus la mesure de la puissance dissipée dans la cavité est incertaine. Il s'agit donc de bien définir à l'avance Q_i pour se rapprocher au mieux du Q_0 . Tout le problème provient cependant de la variation du Q_0 en fonction du champ accélérateur (cf. **Figure 3-58**). A bas champ, le facteur Q_0 est typiquement à environ $8 \cdot 10^9$. L'augmentation du champ provoque la diminution de Q_0

jusqu'à atteindre, au niveau du quench de la cavité, environ $6 \cdot 10^8$. Au cours des mesures, le rapport β_i varie, au mieux, de plus d'un facteur 10. Un compromis est donc fait en ce qui concerne le choix du couplage Q_i . Celui-ci est choisi de sorte que l'erreur maximale engendrée par la variation de couplage soit la plus petite possible quelque soit le champ accélérateur. Ceci est obtenu en ajustant les valeurs extrêmes des erreurs obtenues à champ nul et au champ maximal (cf. étoiles vertes **Figure 3-60**).

2.2.34 Incertitude sur la mesure des couplages Q_i et Q_t

A partir des formules **(3-105)** et **(3-106)**, nous pouvons établir les formules d'erreur suivantes :

Par dérivation partielle de **(3-105)**, nous obtenons :

$$\frac{dQ_i}{Q_i} = \frac{dQ_L}{Q_L} + \frac{1}{2 \cdot \left(1 \pm \sqrt{\frac{P_r}{P_i}}\right)} \cdot \left[\sqrt{\frac{P_r}{P_i}} \cdot \frac{dP_i}{P_i} \pm \sqrt{\frac{P_r}{P_i}} \cdot \frac{dP_r}{P_r} \right]$$

dP_r et dP_i n'étant pas forcément dans le même sens dans le cas d'une erreur non systématique, nous pouvons majorer la formule précédente par :

$$\varepsilon_{Q_i} \leq \varepsilon_{Q_L} + \frac{\varepsilon_{mesure}}{2} \cdot \left| 1 - \frac{1}{\beta_i} \right| \quad \textbf{(3-114)}$$

Il est intéressant de noter que l'erreur faite sur Q_i tend vers un maximum de 7.3 % dans le cas d'un sur-couplage et d'une valeur infinie en situation de sous-couplage (cf **Figure 3-61**). Il est ainsi préférable d'évaluer le couplage incident à bas champ, en cryostat vertical, tant que le facteur de qualité Q_0 est plus grand que Q_i .

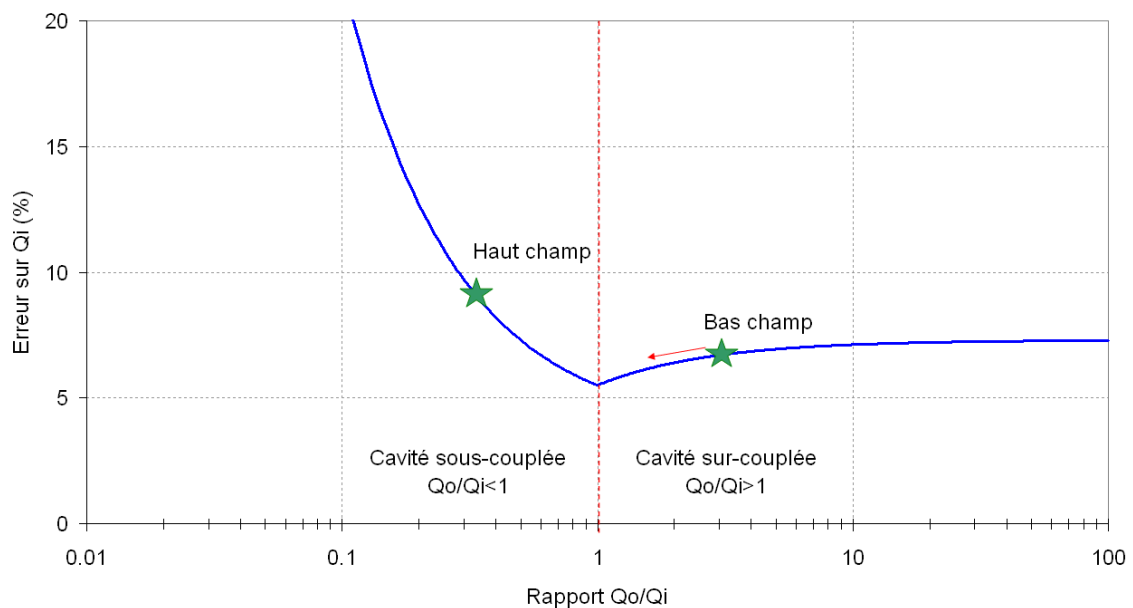


Figure 3-61 : Evolution de l'erreur faite sur la mesure du couplage incident Q_i en fonction de β_i . L'erreur minimale est de 5.5% et est atteinte lorsque le couplage de la cavité est dit critique.

De la même façon sur Q_t , par dérivation partielle de **(3-106)**:

$$\frac{dQ_t}{Q_t} = \frac{dQ_L}{Q_L} - \frac{dP_t}{P_t} \pm \frac{1}{2} \cdot \frac{\sqrt{\frac{P_r}{P_i}} \cdot \frac{dP_r}{P_r}}{1 \pm \sqrt{\frac{P_r}{P_i}}} + \frac{\left(1 \pm \frac{1}{2} \cdot \sqrt{\frac{P_r}{P_i}}\right) \frac{dP_i}{P_i}}{1 \pm \sqrt{\frac{P_r}{P_i}}}$$

Nous en déduisons finalement après simplification, que :

$$\varepsilon_{Q_t} = \varepsilon_{Q_L} + 2 \cdot \varepsilon_{mesure} \quad \textbf{(3-115)}$$

L'erreur de mesure sur le facteur de couplage transmis est constante et égal à 12.7%.

2.2.35 Erreurs faites sur Q_0 et E_{acc}

Finalement, les erreurs sont répercutées sur les mesures du facteur Q_0 et du champ accélérateur à partir des formules **(3-107)** et **(3-108)** :

$$\varepsilon_{Q_0} = \varepsilon_{Q_t} + \varepsilon_{mesure} + \varepsilon_{P_c} \quad \textbf{(3-116)}$$

$$\varepsilon_{E_{acc}} = \varepsilon_K + \frac{1}{2} \cdot (\varepsilon_{Q_t} + \varepsilon_{mesure}) \quad \textbf{(3-117)}$$

Nous voyons que l'erreur faite sur la mesure du champ accélérateur est également constante et égale à 9.2% en considérant une erreur sur K d'environ 1%. En ce qui concerne l'erreur sur le facteur Q_0 , représentée sur la **Figure 3-62**, l'erreur minimale est estimée à environ 20% pour diverger lorsque β_i s'écarte de l'unité.

Nous retiendrons donc, en ce qui concerne les mesures en cryostat vertical, que l'évaluation du champ accélérateur est bonne quelque soit la configuration du couplage incident, l'erreur de mesure restant constante. Cependant, l'évaluation du facteur Q_0 est très sensible au couplage incident de la cavité. Mesurer le facteur de qualité lorsque la cavité est sur-couplée ou sous-couplée n'est pas possible car l'erreur de mesure devient trop importante. Nous verrons que cette divergence peut être évitée en procédant à une mesure de la puissance dissipée à partir du débit d'hélium dégazé en sortie de cryostat (cf. **partie 3, Mesure de la puissance dissipée, facteur de qualité et champ accélérateur**).

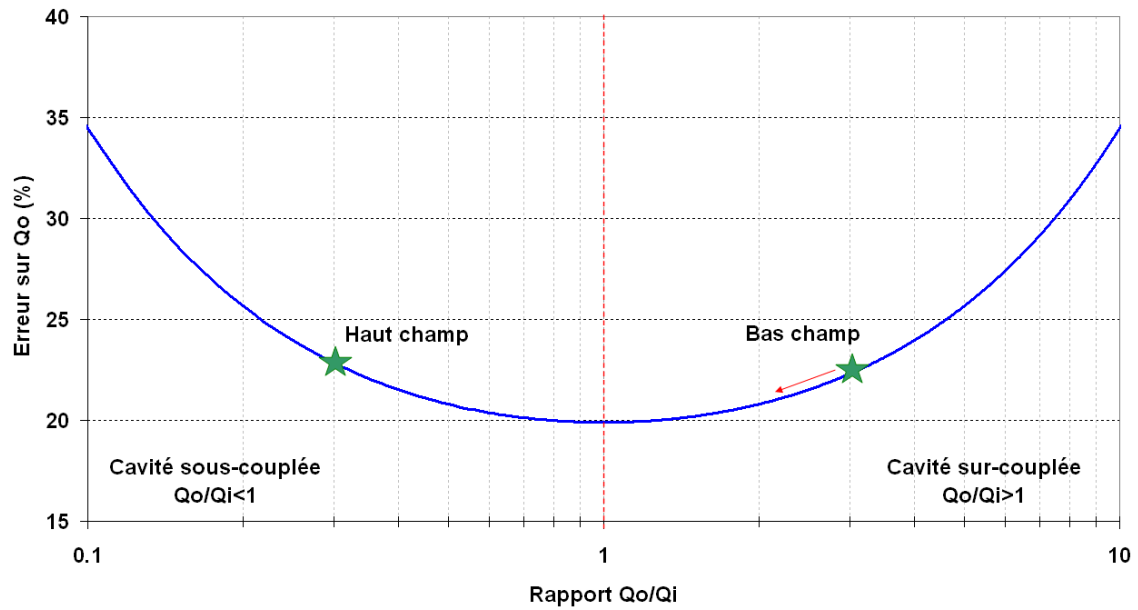


Figure 3-62 : Evolution de l'erreur faite sur la mesure du facteur Q_0 en fonction du facteur de couplage β_i .

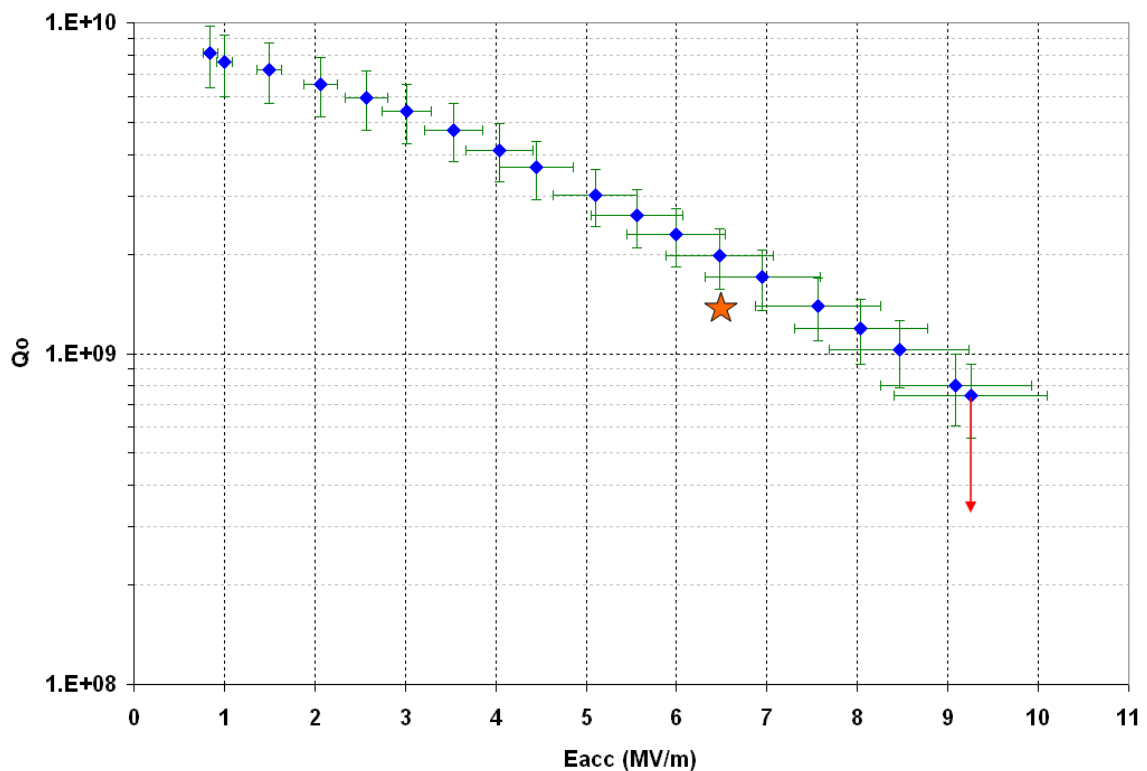


Figure 3-63 : Exemple d'une courbe représentant le facteur de qualité Q_0 en fonction du champ accélérateur E_{acc} avec les barres d'erreur telles que calculées dans cette partie. L'étoile orange rappelle les performances visées par le projet Spiral2.

Remarque : dans toute cette partie nous avons fait l'approximation que la contribution du facteur de couplage Q_t était négligeable. La condition de couplage critique était par conséquent $Q_i = Q_0 = 2Q_L$. Ne plus effectuer cette approximation, revient à dire que le couplage critique est obtenu, non plus par la condition précédente mais pour exactement :

Sachant que la puissance P_r est nulle, la formule **(3-105)** est :

$$Q_i = 2 \cdot Q_L$$

Cette condition injectée dans **(3-103)** donne :

$$\frac{1}{Q_i} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_i}$$

ou (3-118)

$$\beta_i = 1 + \beta_i$$

Ceci a pour effet de ne seulement translater les courbes d'erreurs vues précédemment vers la gauche, c'est-à-dire que le minimum n'est plus atteint pour $\beta_i = 1$ mais pour $\beta_i = 0.9$ environ.

2.3 Caractérisation des effets limitant d'une cavité accélératrice supraconductrice

Outre l'évaluation des performances des cavités, les tests en cryostat vertical révèlent tous les défauts de fonctionnement. Nous développerons dans cette partie trois effets majeurs limitant l'utilisation de toutes les cavités accélératrices supraconductrices et quelques soit leur géométrie. Nous illustrerons chacun d'eux à l'aide des résultats obtenus lors des tests effectués sur les cavités Spiral2. Les trois points discutés ici sont facilement identifiables sur les courbes $Q_0(E_{acc})$ et sont très dépendants de la qualité de préparation et du conditionnement des cavités (cf. **partie 3, Le conditionnement**).

2.3.1 L'émission de champ

2.3.11 Présentation

Plus exactement appelé émission électronique, ce phénomène consiste en l'extraction d'un électron d'une surface soumise à un champ électrique. Les électrons occupants les couches les plus énergétiques sont susceptibles de traverser la barrière de potentiel électrostatique formée par les charges positives des protons. L'application d'un champ électrique suffisamment intense sur une telle surface perturbe cette barrière rendant possible l'émission d'un électron par effet tunnel [LUONG97] (cf. **Figure 3-64**). Ce phénomène décrit pour la première fois en 1897, a été complètement expliqué en 1928 par la théorie quantique de Fowler et Nordheim [FOWLER28], impliquant l'effet tunnel.

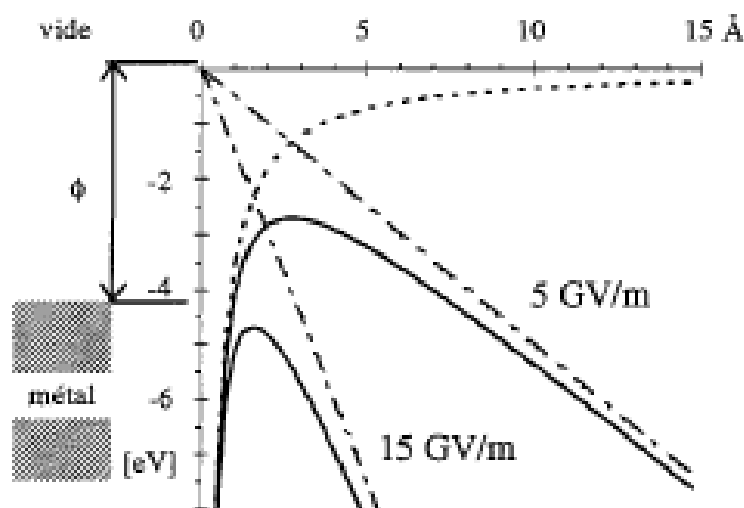


Figure 3-64 : Barrière de potentiel créée à l'interface métal-vide sans champ (pointillés) et avec champ (courbes traits pleins). Le champ électrique abaisse linéairement et proportionnellement à son intensité le potentiel au voisinage de la surface. Ainsi, la probabilité qu'un électron, des couches les plus énergétiques, traverse par effet tunnel la barrière électrostatique augmente. Figure extraite de [LUONG97].

Tous ces travaux ont été effectués en considérant un métal à une température T et sans prendre en compte l'état supraconducteur ou non. Par la suite, les expériences [LUONG97] n'ont montrées aucune variation significative des caractéristiques d'émission lors de la transition vers l'état supraconducteur. La théorie de Fowler et Nordheim, améliorée par la suite en considérant un champ électrique sinusoïdale de type ($E(t) = E_0 \sin(\omega t)$), relie la densité de courant électronique en fonction des différentes grandeurs décrites ci-dessous :

$$I(E_0) = S_{em} \cdot \frac{M \cdot (\beta_{RF} \cdot E_0)^{5/2}}{\Phi^{7/4}} \cdot \exp\left(-\frac{N \cdot \Phi^{3/2}}{\beta_{RF} \cdot E_0}\right) \quad (3-119)$$

Avec :

- M et N , deux constantes calculées numériquement ($5.27 \cdot 10^{-12}$ et $6.62 \cdot 10^9$)
- β_{RF} , sans dimension, facteur géométrique multiplicateur traduisant l'effet de pointe d'une protubérance localisée sur la surface.
- Φ , exprimé en eV, représente le travail de sortie, dépendant du matériau considéré. Il est d'environ 4.5 eV pour le Niobium [LUONG97].
- S_{em} la surface d'émission.

Ce modèle ne prend pas en compte l'effet de la température, sa contribution étant négligeable jusqu'à 1000 K [LUONG97].

Cette formule montre que l'émission de champ est largement favorisée par la présence de défauts et impuretés présents sur la surface interne de la cavité. En effet, si nous considérons les surfaces de la cavité comme parfaite et que les champs pic de surfaces avoisinent environ 50 MV/m (soit pour les cavités Spiral2 un champ accélérateur de 9.2 MV/m), la densité de courant de l'émission serait nulle (10^{-542} A/m²). Si l'on considère maintenant un défaut amplifiant localement le champ d'un facteur de typiquement $\beta_{RF} = 100$, la densité atteint cette fois-ci 106 A/m² soit pour un défaut de l'ordre de 1 μm^2 , un courant émis d'environ 1 μA .

Nous voyons ici l'intérêt du conditionnement des cavités, notamment la chimie de surface et le rinçage HPR. L'attaque chimique poli les défauts entraînant une réduction de l'effet de pointe. De même, le HPR déforme mécaniquement les sites émetteurs, voire les supprime pour les plus fragiles, sous la pression hydraulique [LUONG97]. Il permet également de laver la surface en expulsant les impuretés accrochées.

2.3.12 Mesures effectuées

La mesure de l'émission électronique est très délicate et ne peut être, dans notre cas, observée directement. Dans le cas de l'installation du cryostat vertical à l'IPN, l'intensité de l'émission électronique est évaluée à partir de l'intensité du rayonnement X de brehmsstrahlung à l'aide d'une balise X faible dose [CANBERRA05] installée à l'extérieur du cryostat. Les électrons émis au sein de la cavité produisent un rayonnement X de freinage, dit de bremsstrahlung, généré lorsqu'ils pénètrent dans la matière. Les champs électriques les plus intenses se trouvant au niveau de la noix à l'extrémité du stem (cf. **ANNEXE 3 : cartes de champ de la cavité Spiral2 $\beta = 0.12$**), la balise X est installée au niveau de l'axe faisceau. La mesure est donnée en dose équivalente par heure (Sv/h) c'est à

dire dépendant de l'énergie et du flux des photons. Le rayonnement X est en général observé à partir d'un champ accélérateur de 3 MV/m et compris entre quelques $\mu\text{Sv/h}$ à plusieurs dizaines de mSv/h . Cela dit, le champ électrique pic ne variant que de 15 MV/m à 50 MV/m soit d'un facteur 3 environ et le débit de dose augmentant de plus de trois ordres de grandeur, l'augmentation de celui-ci est principalement dû à la croissance du flux photonique et donc du courant électronique. Ainsi, nous pouvons trouver une interpolation à l'aide de la fonction de Fowler-Nordheim comme exprimée par l'équation (3-119). Il s'agit de trouver les deux paramètres S (proportionnel à la surface d'émission S et prenant en compte le facteur de conversion du courant électronique en débit de dose) et β faisant correspondre au mieux la fonction et les mesures effectuées.

$$S = S_{em} \cdot K_{J \rightarrow Dose} \quad (3-120)$$

Avec $K_{J \rightarrow Dose}$ supposée constante exprimée en $\mu\text{Sv/h/A/m}^2$

La **Figure 3-65** montre un exemple de mesures prises lors du test de MB02 (Eretrude) en cryostat vertical. En retrouvant les bons paramètres S et β , nous pouvons déterminer si la baisse de l'émission X est due à une diminution de la surface d'émission (c'est à dire la baisse du nombre de sites émetteurs) ou du facteur de forme β (baisse de l'effet de pointe).

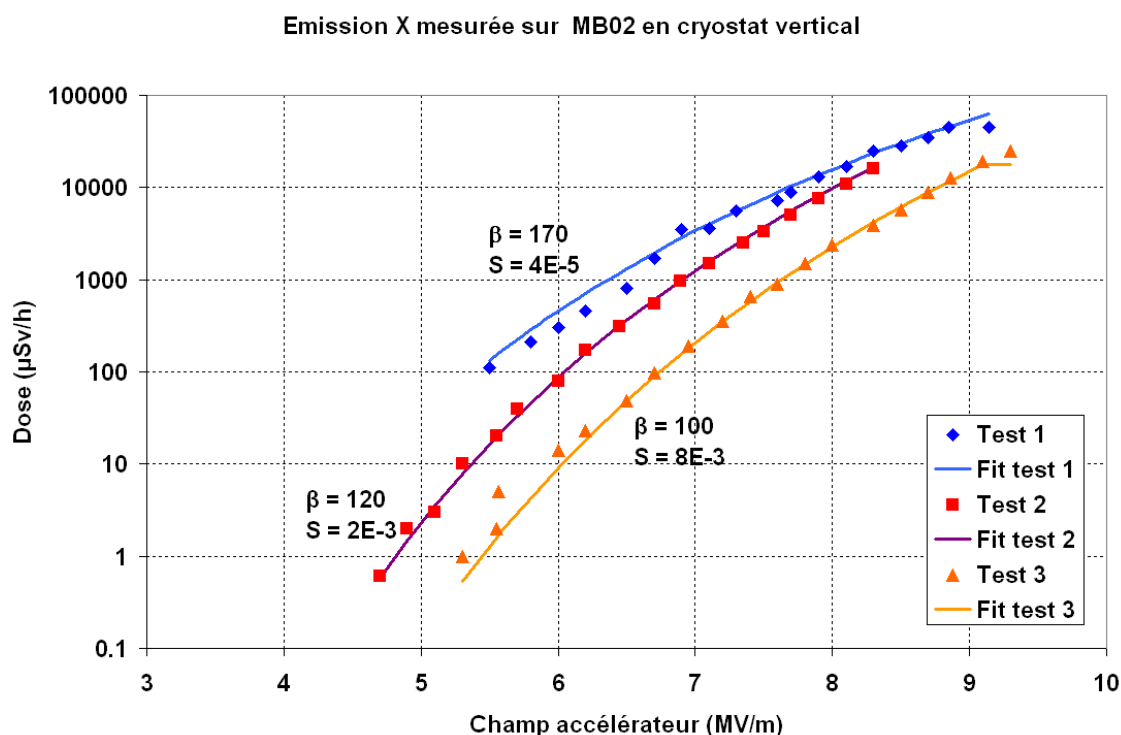


Figure 3-65 : Evolution du rayonnement X émis par la cavité MB02 à l'occasion d'un test en cryostat vertical. A chaque mesure une courbe d'interpolation a été calculée afin d'évaluer des paramètres S et β .

Trois courbes représentant la dose de rayonnement X en fonction du champ accélérateur lors de trois montées en champ sont tracées. La diminution du rayonnement au fur et à mesure des montées en champ est a priori provoquée par la décroissance du facteur β et l'augmentation de la surface d'émission S . Les sites émetteurs les plus actifs ont été conditionnés « s'étalant » en une surface émettrice plus étendue mais plus « lisse ». Des projections de matière « fondue » sont dispersées au voisinage du site émetteur. Ces

nouveaux sites, de forme plus arrondie affichent un facteur β bien amoindri. Des études faites (cf. [PADAMSEE98]) démontrent ce comportement, les sites émetteurs se transforment, une fois conditionnés, en un cratère ou « starburst » (cf. **Figure 3-66**).

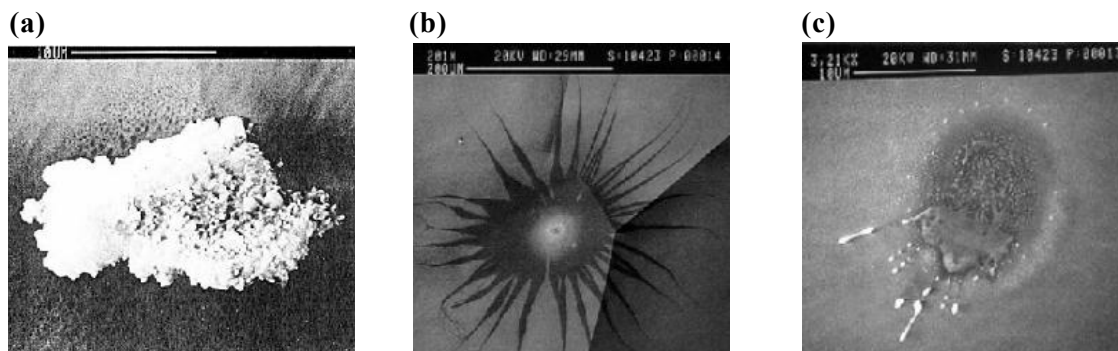


Figure 3-66 : (a) site émetteur métallique de forme irrégulière. (b) Starburst. (c) cratère formé après conditionnement d'un site émetteur. Des projections ayant une forme plus arrondie sont visibles tout autour. Figures extraites de [RESCHKE07]

2.3.13 Les traitements curatifs

Outre la solution contraignante d'effectuer à nouveau une chimie et un rinçage HPR, il est possible de procéder à des traitements in situ diminuant l'émission de champ. Le traitement le plus simple est le conditionnement à forte puissance qui consiste à maintenir en continu un champ suffisamment haut. Les sites émetteurs se conditionnent par eux même par échauffement thermique sous l'effet du courant électronique. Le même traitement en pulsé cette fois-ci peut être d'autant plus efficace car permet d'atteindre des champs accélérateurs plus importants durant un temps très court.

Pour améliorer encore le conditionnement des sites émetteurs par effet thermique, il est possible de favoriser le seuil d'émission électronique en injectant une faible quantité de gaz. La température de fonctionnement étant de 4.2K, le seul gaz utilisable pour éviter toute condensation sur les parois est l'hélium (cf. **ANNEXE 6**). De l'hélium ultra pur est injecté progressivement à travers un filtre à particule (0.5 μm) jusqu'à une pression d'environ 10^{-5} mbar. Le champ est rampé et maintenu jusqu'à ce que le niveau d'émission stagne. Ce conditionnement peut durer plusieurs heures en fonction de l'état de surface de la cavité. La **Figure 3-67** montre l'efficacité de ce traitement sous atmosphère d'hélium sur l'émission X. La courbe d'émission a été translatée vers les forts champs témoignant de la réduction du nombre de sites émetteurs et de leur facteur de forme. La **Figure 3-68** montre la dégradation du facteur Q_0 et du champ accélérateur maximal causée par l'émission de champ. La **Figure 3-69**, quant à elle, montre la puissance supplémentaire dissipée dans le bain d'hélium par l'émission électronique.

Nous voyons très clairement ici que l'état de surface des cavités opérant à ces champs accélérateurs est primordial. Une surface contaminée cause une baisse du facteur de qualité non négligeable et peut de plus, provoquer un quench prématuré.

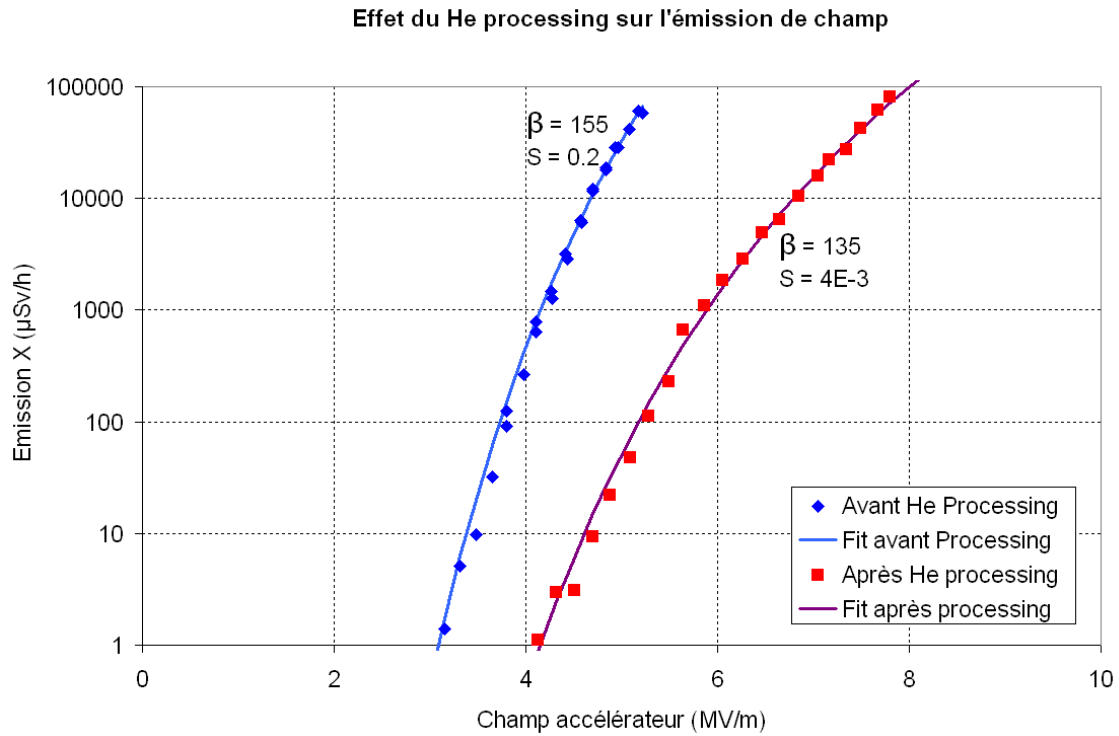


Figure 3-67 : Evolution de l'émission X avant et après un conditionnement avec une faible pression d'hélium dans la cavité. Test effectué sur MB03 (Verena) octobre 2008.

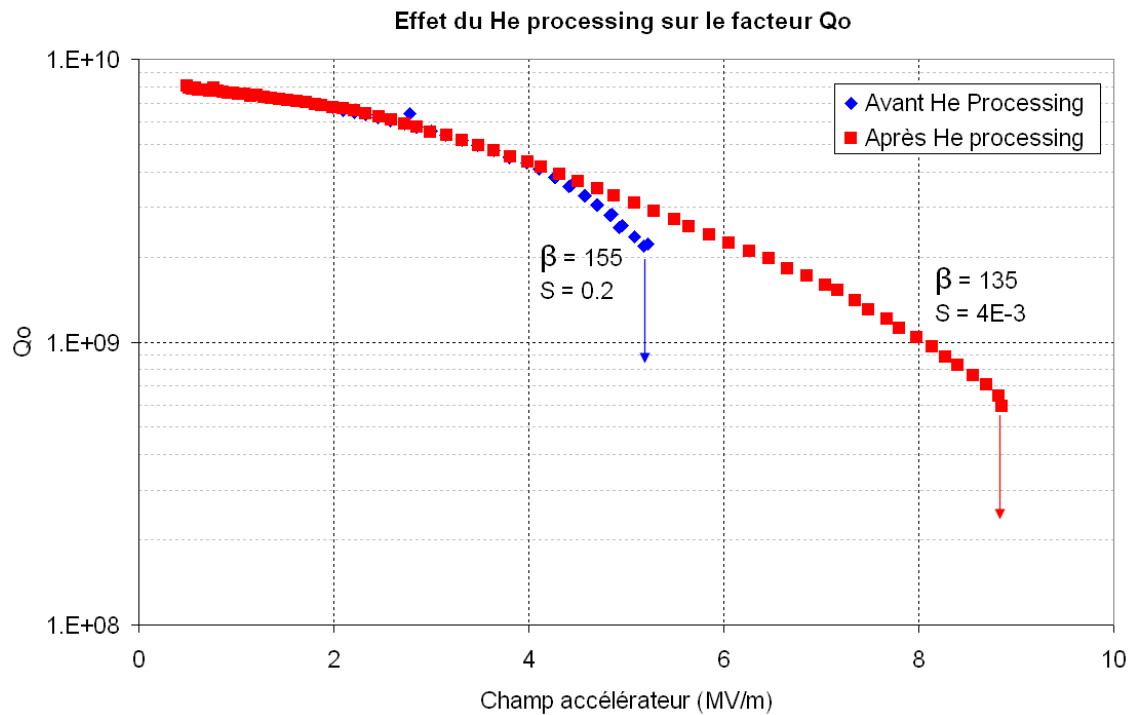


Figure 3-68 : Impact d'un conditionnement à l'hélium gaz sur la courbe $Q_0(E_{acc})$. Les flèches représentent les champs accélérateurs maximum atteints avant et après conditionnement. L'émission de champ entraîne une surconsommation très nettement visible par la cassure de pente du facteur de qualité Q_0 .

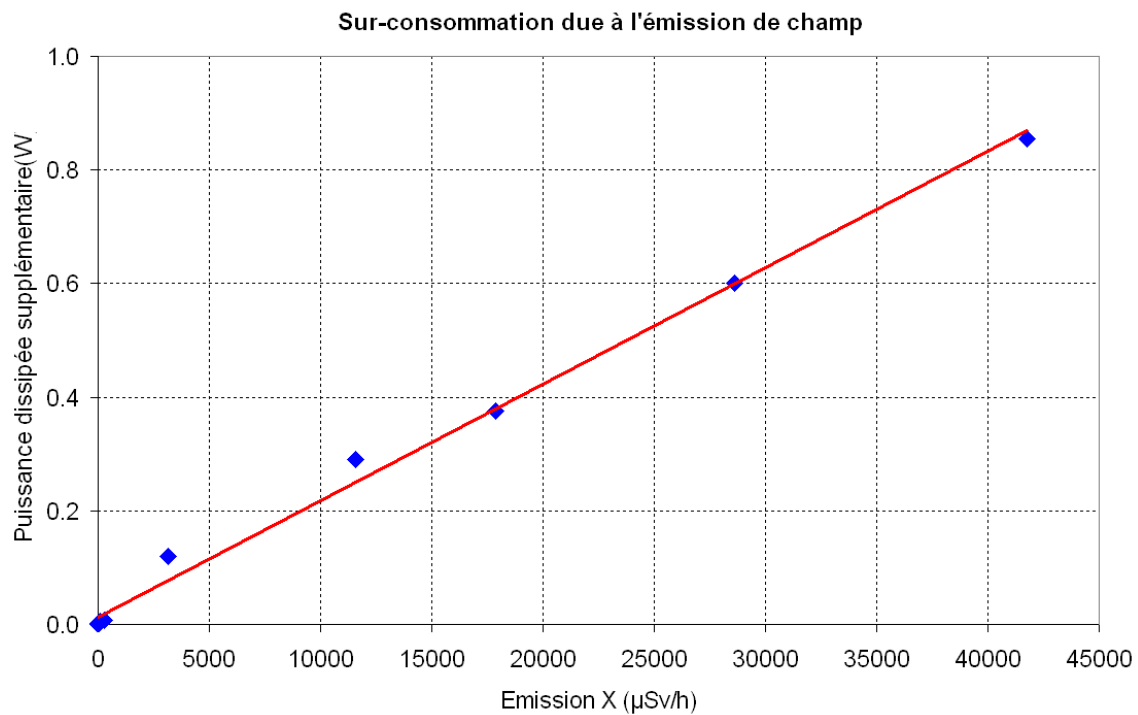


Figure 3-69 : Puissance supplémentaire dissipée dans la cavité en fonction de l'émission X. Cette surconsommation correspond au travail fourni aux électrons par le champ électrique de surface et à l'énergie déposée dans le matériau par les mêmes électrons par freinage Bremsstrahlung.

2.3.2 Les barrières de multipacting

2.3.21 Présentation

Ce phénomène est due à la capacité d'une surface à réémettre des électrons dits secondaires lorsque celle-ci est frappée par un électron dit primaire. Des électrons primaires sont accélérés par le champ électrique et provoquent l'émission d'électrons secondaires lors de leur interaction avec la matière. Ces derniers peuvent être accélérés et provoquer l'émission d'autres électrons à leur tour si les conditions sont réunies. Cet effet résonant, de cascade entretenue par le champ électromagnétique injecté dans la cavité, est appelé multipacting, « multiple impacting ». Ce phénomène nécessite des conditions bien précises pour être établi. Tout d'abord il faut que le coefficient d'émission secondaire^a de la surface soit au moins supérieur à 1. Il faut également que des conditions de résonances soient réunies. C'est-à-dire qu'un électron émis entre en collision avec la surface à un moment où le champ électrique au niveau de la surface soit dirigé dans le bon sens pour accélérer les électrons secondaires. Le multipacting a donc lieu pour des conditions de champ, de géométrie et de fréquence bien précises. Cette étude est basée et illustrée à partir des résultats obtenus sur les cavités Spiral2 $\beta=0.12$.

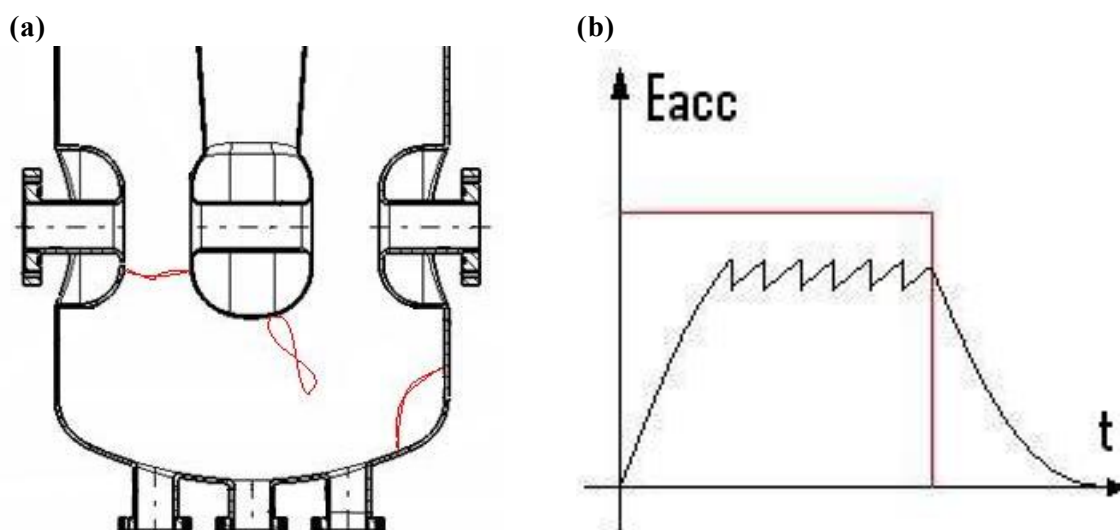


Figure 3-70 : (a) Exemple de multipacting sur une cavité. La résonance peut s'effectuer en un seul point ou entre deux voire plusieurs points. La position et type de multipacting présentés ici ne sont pas réels. (b) Charge et décharge en dent de scie d'une cavité causé par le multipacting. Lorsque le champ accélérateur atteint la valeur requise, toute la puissance est transférée aux électrons, faisant ainsi chuter le champ accélérateur. Lorsque celui-ci passe en dessous du seuil d'amorçage, la puissance RF refait monter le champ accélérateur et ainsi de suite.

Une fois le phénomène de multipacting amorcé, toute la puissance injectée dans la cavité est soutirée par les électrons. L'augmentation de la puissance RF ne fait qu'augmenter le nombre d'électron en résonance et non le champ accélérateur. Ceci

^a Coefficient d'émission secondaire : Coefficient traduisant la capacité d'une surface à émettre des électrons. Il représente le coefficient multiplicateur donnant statistiquement le nombre d'électron secondaires émis lors de l'interaction d'un électron avec la surface. Il dépend essentiellement de la nature de la surface et de l'énergie des électrons.

entraîne, lorsque l'on trace la caractéristique $Q_0(E_{acc})$, une chute brutale du facteur Q_0 , telle une barrière (cf. **Figure 3-71**). De la même façon que l'émission de champ, les barrières de multipacting peuvent être conditionnées. Il s'agit d'augmenter la puissance RF tout en restant bloqué dans la barrière. Quand la puissance atteint un niveau suffisant, le nombre d'électron et donc l'apport thermique est tel que les sites émetteurs peuvent être conditionnés. Le conditionnement est ainsi d'autant plus simple que le niveau de champ est élevé.

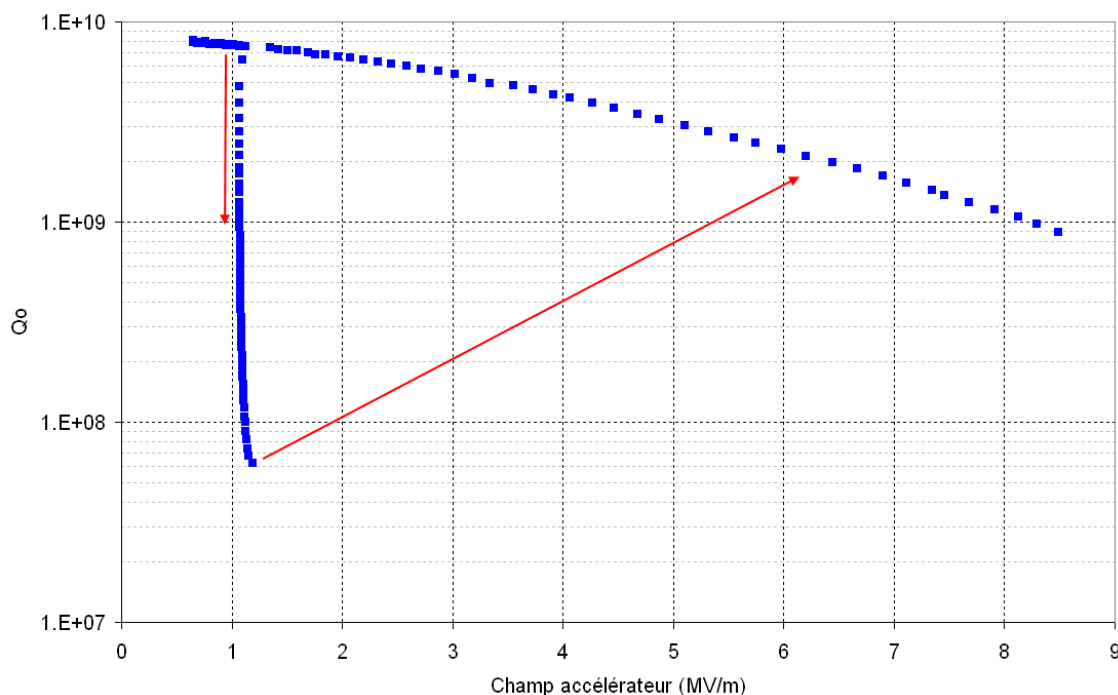


Figure 3-71 : Barrière de multipacting sur la cavité MB03 (Verena). Lorsque la puissance RF est augmentée, le Q_0 chute sans aucune augmentation du champ accélérateur. Puis lorsque la puissance RF est trop élevée, l'émission électronique est telle que la majorité des sites émetteurs ayant amorcés le multipacting se conditionnent.

2.3.22 Mesures effectuées et observations

En ce qui concerne les cavités Spiral2, plusieurs barrières de multipacting perturbent les tests. D'autant plus que certaines d'entre elles sont à très bas champ, ce qui rend leur conditionnement quasi impossible en couplage critique.

Quatre barrières ont été recensées au total comme indiqué dans le tableau

Tableau 3-8 : Recensement des barrières de multipacting des cavités Spiral2 $\beta=0.12$

	1 ^{ère}	2 ^{ème}	3 ^{ème}	4 ^{ème}
Seuil inférieur (kV/m)	13	30.3	48	1100
Seuil supérieur (kV/m)	24.5	33.5	61.5	1350

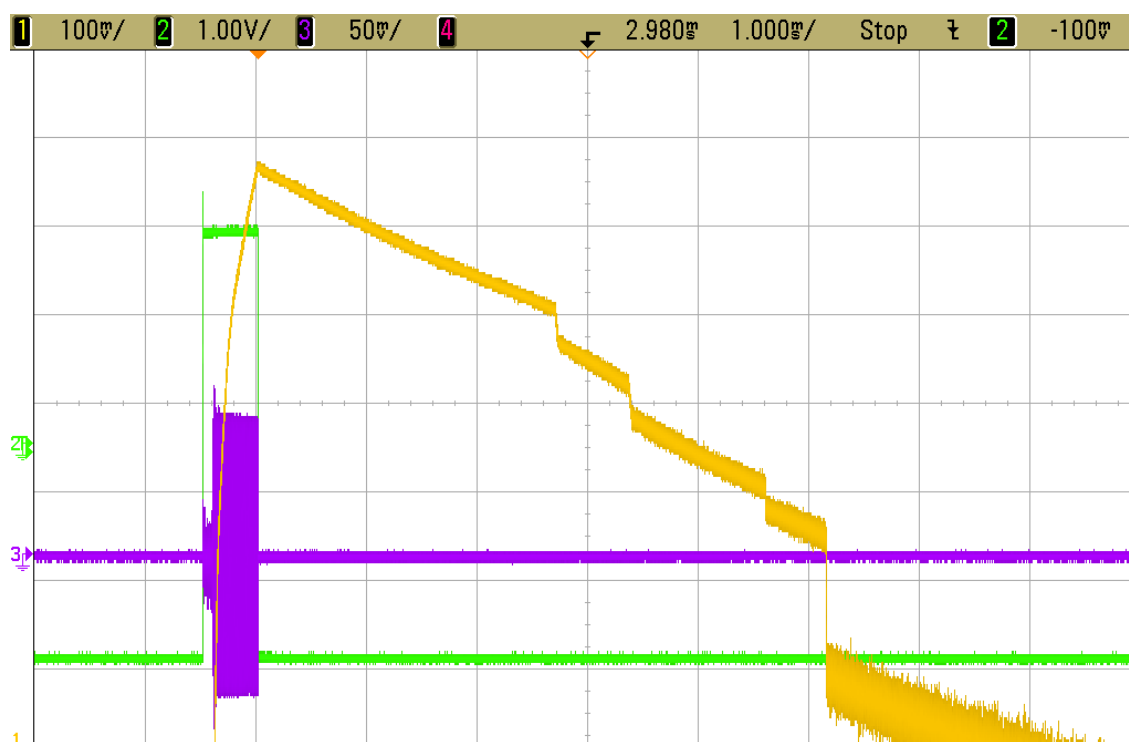


Figure 3-72 : Visibilité des barrières de multipacting lors de la décharge de la cavité. Lorsque le seuil supérieur d'une barrière est atteint, une partie de la puissance est transférée aux électrons faisant chuter le champ accélérateur instantanément (courbe jaune) jusqu'à atteindre le seuil bas. En violet, puissance en sortie d'amplificateur. En vert, porte d'activation de la RF. L'échelle utilisée ici est logarithmique, d'où la décharge linéaire de la cavité.

Sur les quatre barrières existantes seulement la première et la dernière sont réellement visibles lors des tests. La barrière à 1.1 MV/m se conditionne assez facilement en règle générale. Cependant la puissance injectée dans la cavité est telle que la cavité quench dès que la barrière est passée. Pour ce qui est de la première barrière, l'énergie des électrons émis est si faible qu'il est nécessaire de mettre en résonance d'autant plus d'électron pour la conditionner. La limitation de la puissance RF à 1 kW ainsi que la chute du Q_0 augmentant le sous-couplage de la cavité ne permet pas d'atteindre une énergie suffisante. Les tests en cryostat vertical, et donc en couplage critique se transforme en véritable jeu de loterie. Non seulement la réserve de puissance RF est faible mais le temps de remplissage de la cavité est aussi très grand. Il est possible de passer la première barrière à bas champ de temps en temps. La solution est de se placer à un champ juste inférieur au seuil bas (ici en l'occurrence un champ nul) et d'imposer instantanément une puissance incidente assez importante. La pente de la charge est la plus abrupte en début de charge et est d'autant plus importante que la puissance incidente et le couplage incident sont élevés. Ainsi en diminuant le temps de passage dans l'intervalle de résonance, il est a priori moins probable d'y rester bloqué. D'autres solutions existent comme l'utilisation d'un coupleur variable permettant de changer le couplage incident. En se positionnant à un enfoncement tel que le temps de remplissage τ de la cavité est très petit ($\beta_i \ll 1$), il est plus facile de passer la barrière.

Remarques :

- Il a été constaté que la barrière se passe sans encombre lors de la première montée en champ après avoir laissé dégazé la cavité à au moins 40K. Ceci met en cause l'air adsorbé sur les surfaces (un mélange d'azote, oxygène et dioxyde de carbone) et le méthane d'après la table [HONIG60], en considérant un vide d'environ 10^{-6} mbar.
- [CALDER86] montrent que la présence d'eau sur les surfaces (cf **Figure 3-73**) ainsi que la présence d'hydrogène augmentent significativement le coefficient d'émission secondaire quelque soit le support. Effectuer un étuvage de la cavité après son rinçage HPR ne pourra que faciliter le passage des barrières de multipacting.
- Nous verrons qu'avec le coupleur de puissance à l'occasion des tests en cryomodule, les barrières de multipacting se conditionnent rapidement jusqu'à disparaître totalement.

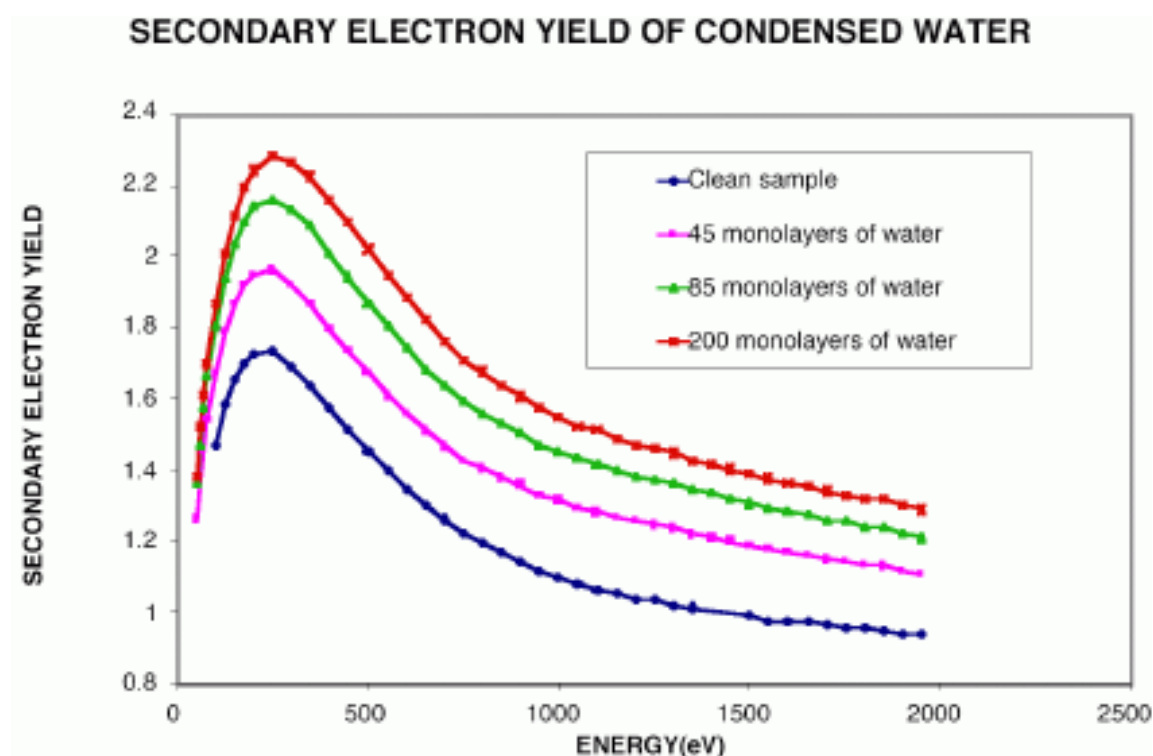


Figure 3-73 : Evolution du coefficient d'émission secondaire en fonction de la quantité d'eau adsorbée sur la surface. Figure extraite de [KOSTIN].

2.3.3 Le quench

Le terme de « quench » largement francisé dans la communauté, signifie littéralement éteindre, ou tremper dans le milieu de la métallurgie. Il faut comprendre ici, une transition subite, un changement d'état causé par une perturbation extérieure. Il s'agit ici d'un échauffement soudain, faisant perdre au matériau ses propriétés supraconductrices. La source du quench peut provenir de deux facteurs : la présence d'un champ magnétique trop intense ou un apport thermique trop important provoquant le dépassement de la température de transition du matériau. Pour les cavités accélératrices, nous considérerons que les quench sont majoritairement dus aux deux facteurs à la fois. La réduction du champ magnétique critique avec la diminution de l'écart entre la température du matériau et la température de transition rend un matériau supraconducteur d'autant plus sensible aux apports thermiques (cf **Figure 3-74**). L'émission électronique, la présence de défauts non supraconducteurs et la résistance non nulle du supraconducteur soumis à un champ magnétique RF peuvent être responsables, dans les cas les plus défavorables, d'une élévation de température suffisante pour amorcer un quench.

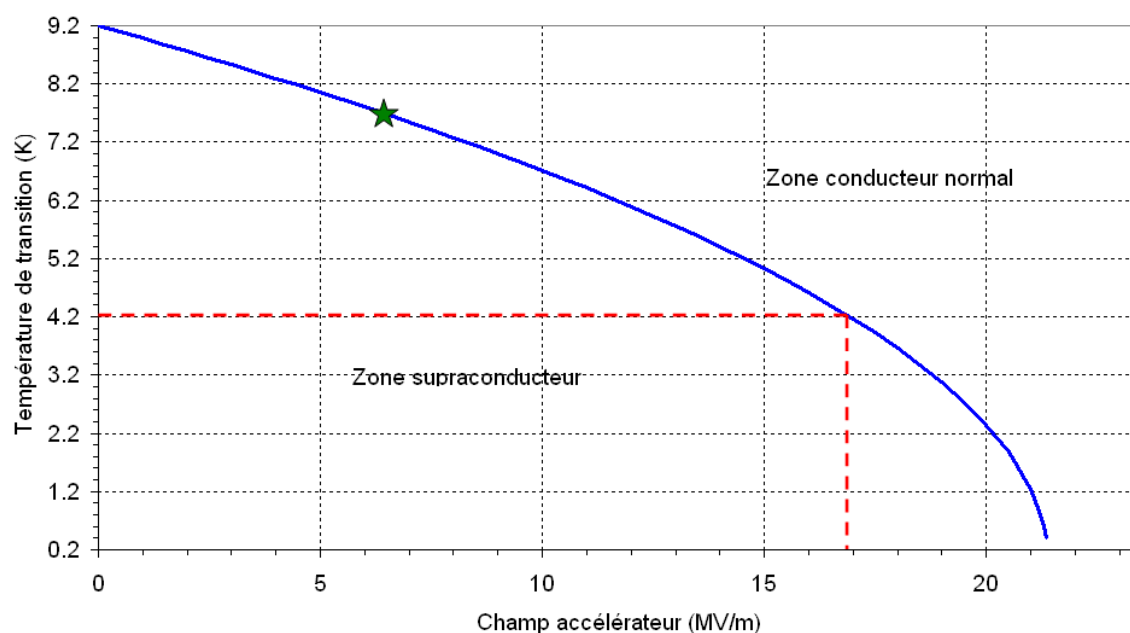


Figure 3-74 : Evolution de la température de quench en fonction du champ accélérateur pour une cavité Spiral2 $\beta=0.12$. Le champ critique $B_{c1} = 200$ mT, $T_c = 9.2$ K et $B_{pk}/E_{acc} = 9.35$ mT/MV/m. Au champ nominal de 6.5 MV/m, la température de quench n'est que de 7.7 K dans les zones de champ magnétique intense.

A l'occasion des premières montées en champ, il n'est pas rare de quencher à des valeurs de champs bien inférieures aux limites théoriques. L'émission de champ assez prononcée et le multipacting obligeant l'opérateur à forcer la puissance de consigne sont les deux sources de quench prématurées. En ce qui concerne les tests des cavités Spiral2 et en couplage critique, un quench fait retomber la cavité dans la barrière de multipacting à bas champ. Comme évoqué, il est ensuite très difficile de repasser cette barrière. La cavité est alors laissée en réchauffage jusqu'à 60K maximum durant la nuit afin de profiter des bienfaits du dégazage.

A la fin de l'année 2008, cinq cavités ont été testées dont un prototype (Rocco), une cavité de qualification (Tokyo) et les trois premières cavités de séries MB01 (Gilia), MB02 (Erentrude) et MB03 (Verena). Toutes ont affichées des performances supérieures à celles spécifiées par le projet, c'est à dire un Q_0 supérieur à $1.37 \cdot 10^9$ au champ de 6.5 MV/m. La **Figure 3-75** synthétise l'ensemble des courbes de Q_0 ayant montrées les meilleures performances obtenues en cryostat vertical. A noter que la dispersion des courbes est relativement faible parmi ces cinq premières cavités.

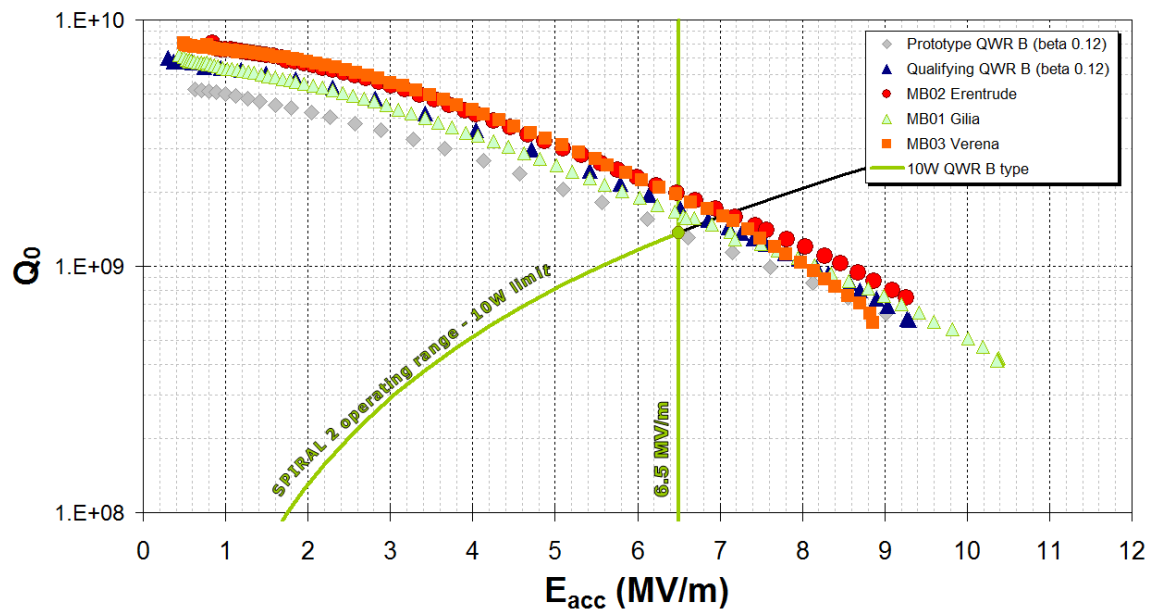


Figure 3-75 : Meilleures performances obtenues à l'occasion des tests en cryostat vertical pour les différentes cavités déjà réceptionnées. Chaque courbe est finie par un quench, excepté MB01 (Gilia), limitée par la puissance RF maximale de l'amplificateur.

3. Les tests en configuration machine Spiral2 (cryomodule)

- 3.1 Présentation et résultats de la partie cryogénique**
 - 3.1.1 Présentation de la zone de test
 - 3.1.2 Caractérisation des différentes étapes de fonctionnement
 - 3.1.21 *Mise en froid*
 - 3.1.22 *Fonctionnement*
 - 3.1.23 *Economie d'énergie*
- 3.2 Présentation et résultats de la partie RF**
 - 3.2.1 Présentation de l'installation
 - 3.2.2 Conditionnement des coupleurs de puissance
 - 3.2.3 Mesure de la caractéristique $Q_0(E_{acc})$ par calorimétrie
 - 3.2.31 *Etalonnage de la mesure*
 - 3.2.32 *Mesure de la puissance dissipée, facteur de qualité et champ accélérateur*
 - 3.2.33 *Evaluation des erreurs de mesure*
 - 3.2.4 Efficacité du blindage magnétique
 - 3.2.5 Test du système d'accord en fréquence
 - 3.2.6 Performances de la régulation RF digitale (LLRF)
 - 3.2.61 *Présentation de l'installation*
 - 3.2.62 *Résultats obtenus sans et avec régulation du système d'accord*
- 3.3 Caractérisation des perturbations subies et générées en configuration machine**
 - 3.3.1 Stabilité de la fréquence sans régulation
 - 3.3.11 *Sensibilité de la cavité aux variations de pression et pertes de charge*
 - 3.3.12 *Les forces de Lorentz ou pression de radiation*
 - 3.3.13 *Effet des pertes de charge en sortie de cryostat.*
 - 3.3.2 Etude de l'émission X
 - 3.3.3 Etude du quench en sur-couplage
 - 3.3.31 *Comportement*
 - 3.3.32 *Mesures effectuées et localisation*

Ce chapitre décrit les différents tests et résultats obtenus à l'occasion des deux principales phases de tests en configuration machine. Le premier test, effectué entre novembre 2007 et février 2008, n'était pas totalement équipé dans la configuration machine. L'une des cavités, Rocco, le prototype, était en couplage critique et sans plongeur. La deuxième, Tokyo, cavité de pré-série, était équipée du plongeur mobile et d'un prototype du coupleur de puissance. Un seul amplificateur de puissance de 10 kW était installé.

Le deuxième test, de décembre 2008 à fin février 2009, était quant à lui, dans une configuration complète. Les deux cavités, Tokyo (pré-série) et Erentrude (MB02), étaient équipées d'un coupleur de puissance, d'un système d'accord et d'un blindage magnétique.

3.1 Présentation et résultats de la partie cryogénique

3.1.1 Présentation de la zone de test

La zone de test dédiée à la qualification des cryomodules type B pour le projet Spiral2 a été installée à l'IPNO, dans le dit « cryodrome » bâtiment 103 (cf. **Figure 3-76**). Contrairement au cryostat vertical installé depuis plusieurs années dans le même bâtiment, la zone de test du cryomodule était à installer complètement. Plusieurs mois ont été consacrés au montage de cette zone, allant de la pose des blocs de béton, montage et câblage de l'armoire de contrôle et commande, instrumentation, programmation sous Labview des programmes et interfaces de supervision pour la gestion de la cryogénie et de la RF. Les seules interventions à effectuer dans la zone de test en fonctionnement sont les changements de bouteilles des fluides cryogéniques ou l'installation d'une expérience spécifique. Contrairement à la machine future, l'écran cuivre est refroidi par de l'azote liquide et non par de l'hélium à 60K.

Toutes les données sont rapatriées par protocole TCP/IP vers la salle d'acquisition où deux ordinateurs se partagent la gestion de la cryogénie et du pilote RF.

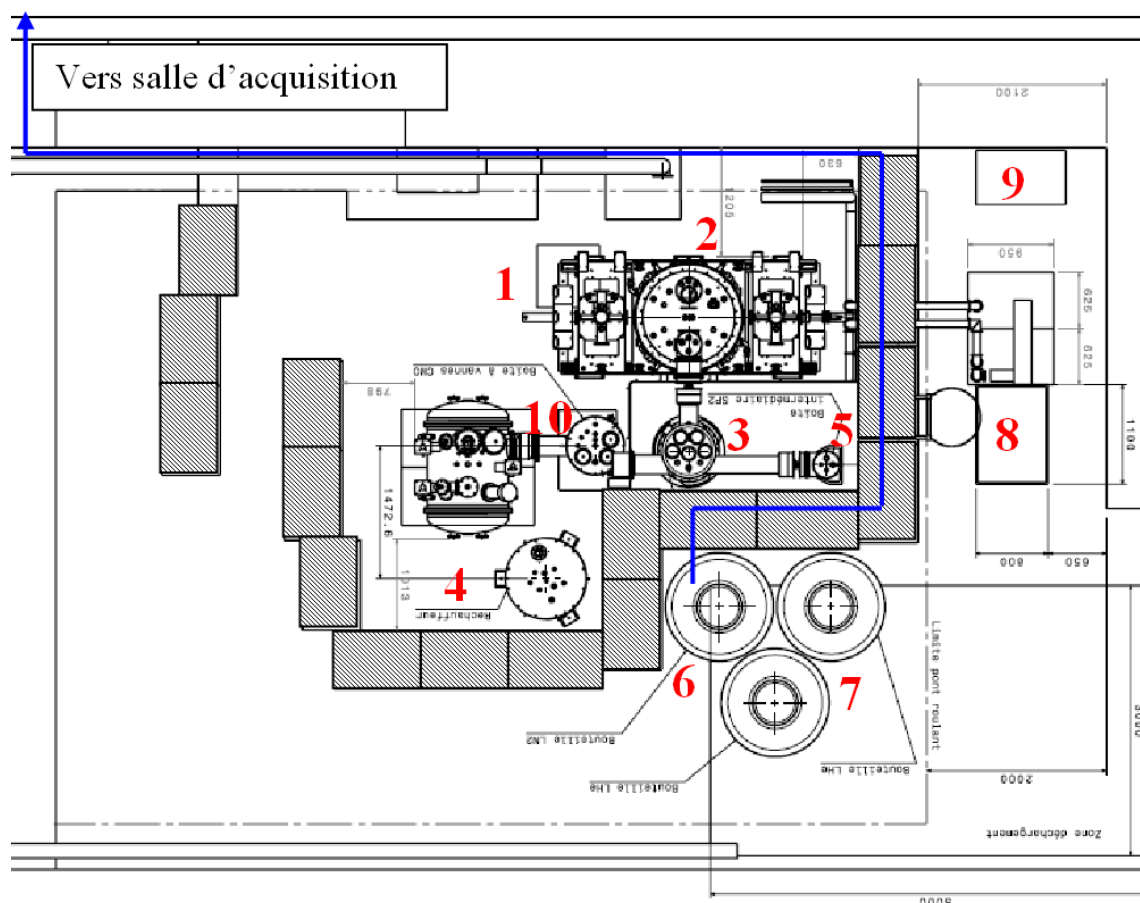


Figure 3-76 : Vue aérienne de la zone de test dédiée aux qualifications des cryomodules type B pour le projet Spiral2. (1) Châssis du cryomodule. (2) Cryomodule. (3) Boîte à vanne sur mezzanine et circulateur RF sous mezzanine. (4) Réchauffeur gaz hélium. (5) Réchauffeur gaz azote. (6) baie automate et instrumentation. (7) Bouteilles d'hélium et azote liquide. (8) 2 amplificateurs RF 10 kW. (9) Circuit de refroidissement à eau pour les composants RF. (10) boîte à vanne et cryomodule CM0 (projet Eurisol). Pour des raisons de sûreté, toute la zone est isolée à l'intérieur de blocs de béton (blocs grisés) et tout le contrôle et commande est déporté vers une salle d'acquisition.

La numérisation des différentes mesures est effectuée soit par des modules analogiques de l'automate, pour les mesures dites de « process » nécessaires à la gestion de l'automate, soit par un multiplexeur, pour les mesures de diagnostic permettant de suivre l'évolution de températures, pressions, niveaux et débits pour la qualification du cryomodule. L'automate Siemens gère différentes étapes (Mise en froid, Fonctionnement, Stand-by, Réchauffage), leurs conditions de passage, les sécurités (températures, vides, pressions, quench) ainsi que la régulation des différents paramètres suivant :

Tableau 3-9 : Inventaire des différentes grandeurs régulées pendant les tests en cryomodule

Grandeur régulée	Capteur utilisé	Acteur	Paramètres de régulation	Type de régulation
Niveau d'hélium dans le pot	Sonde supraconductrice (LT300)	Vanne de remplissage haut (FCV2)	35 %	PID
Pression bain hélium	Capteur de pression (PT01)	Vanne de sortie hélium (FCV5)	Non utilisée durant les tests de qualification	PID
Température écran cuivre	Sonde platine (TT11)	Vanne d'entrée circuit secondaire (FCV10)	85 K	PID
Pression bouteille hélium	capteur de pression (PT400)	Chaufferette (H400)	Entre 1075 et 1100 mbar	Tout ou rien
Température réchauffeur hélium	Sonde platine (TT420)	Chaufferette (H420)	30°C	PID
Température réchauffeur azote	Thermo-switch (TS62)	Chaufferette (H6)	30°C	Tout ou rien
Température chaufferettes écran cuivre	Sonde platine (TT200...TT220)	Chaufferette (H200...H220)	Entre 274 et 294 K	Tout ou rien

Plusieurs modes de fonctionnement sont possibles selon l'état du cryomodule :

- Etape mise en froid : opère la descente en température de 300K à 4.2K, démarre la circulation d'azote, procède au remplissage par le bas (FCV1) de l'hélium liquide jusqu'à ce que la température du pot (TT300) atteigne 6K. La vanne de remplissage haut (FCV2) s'ouvre à 50% afin de souffler les gaz chauds piégés jusqu'à ce que le pot soit rempli à 10% (LT300), puis la vanne remplissage bas (FCV1) se ferme. L'automate entre dans l'étape dit de fonctionnement.

- Etape fonctionnement : Régule le niveau du pot d'hélium (LT300) en jouant sur l'ouverture de la vanne de remplissage haut (FCV2) et la pression du bain (PT01) en variant l'ouverture de la vanne de dégazage (FCV5). Dans cette étape le système est prêt pour les tests RF.

- Etape Stand-by : permet de réduire au maximum la consommation d'hélium tout en restant à une température inférieure à 40K sur les cavités.

- Etape arrêt (sécurité) : permet d'arrêter les transferts des fluides cryogéniques en cas de problème (fermeture de FCV1, FCV2 et FCV10) tout en laissant les vannes de dégazages (FCV5 et FCV11) ouvertes.

- Etape réchauffage : permet d'accélérer le réchauffage du cryomodule en alimentant les chaufferettes installées sur l'écran (H200 à H220). Les températures des chaufferettes (TT200 à TT220) sont régulées entre 274 et 294K. Les vannes de dégazages (FCV5 et FCV10) sont laissées ouvertes.

L'interface utilisateur a été développée sous Labview 7.1. Il gère la mise en forme, la sauvegarde et la visualisation des différents paramètres. Le taux de rafraîchissement est inférieur à la seconde pour les grandeurs gérées par l'automate et d'au minimum 3 secondes pour les grandeurs rapatriées via le multiplexeur.

Les **Figure 3-77** et **Figure 3-78** représentent les interfaces utilisateurs pour le suivi et contrôle de la zone de test.

Tableau 3-10 : Repérage des différents éléments présents sur l'interface utilisateur de la Figure 3-77

Numéro	Intitulé
1	Enceinte à vide cryomodule
2	Enceinte à vide boî à vannes
3	Circuit hélium liquide (bleu) et gaz (vert)
4	Circuit azote (orange)
5	Bouteilles d'hélium (500L) et d'azote (600L)
6	Gestion des défauts de fonctionnement
7	Gestion des étapes
8	Contrôle manuel de la vanne de pompage vide d'isolement cryomodule
9	Cavité accélératrice
10	Réservoir tampon hélium
11	Balise émission X
12	Débitmètre massique et compteur volumétrique
13	Suivi pression bouteille hélium
14	Suivi pression réservoir tampon hélium
15	Suivi des vides cavités et coupleurs et vides d'isolement cryomodule et boîte à vanne
16	Vannes de gestion des fluides cryogéniques
17	Réchauffeur hélium

166

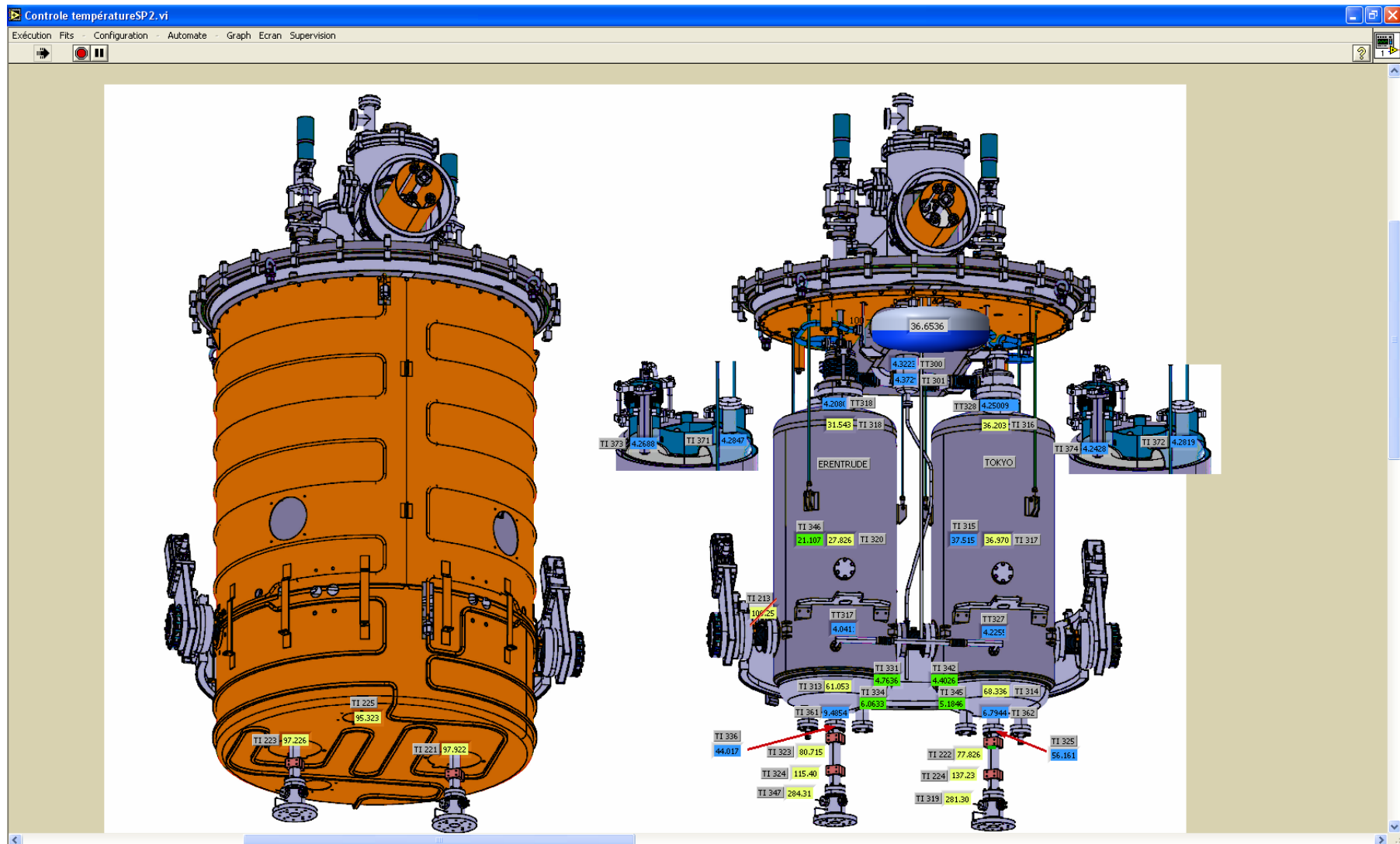


Figure 3-78 : Interface utilisateur (Labview) pour la gestion et supervision de la zone de test cryomodule B pour Spiral2.

3.1.2 Caractérisation des différentes étapes de fonctionnement

3.1.2.1 Mise en froid

Cette étape se décompose en deux parties :

- La mise en froid du circuit secondaire, c'est-à-dire de l'écran cuivre, est effectué par de l'azote liquide. La descente en température entre 300 K et 80 K nécessite environ 10h en pressurant la bouteille à 500 mbar au dessus de la pression atmosphérique (cf. **Figure 3-79**).
- La mise en froid du circuit hélium est en général débutée quelques heures après celle de l'écran cuivre. Elle nécessite environ 5 heures et plus de 400 litres d'hélium pour descendre de 300K à 4.2K. Ensuite il s'agit d'immerger totalement les cavités dans le liquide jusqu'à atteindre le niveau de régulation dans le réservoir tampon. Des mesures ont montrées que le volume d'hélium total contenu dans tout le circuit est d'environ 90 L. La **Figure 3-80**, montre la descente en froid des deux cavités. Les deux circuits en parallèle alimentant chaque cavité semblent correctement équilibrés. La descente en froid des deux cavités est symétrique. A noter que le bas des cavités traversent l'intervalle 170 K à 70 K en environ 2 heures, alors que la partie haute en 1 heure. Cette charge supplémentaire sur le fond provient de la meilleure thermalisation du blindage magnétique à cet endroit. Nous verrons dans le chapitre (100K) que la dégradation causée par l'effet 100K reste acceptable tant que les zones de forts champs magnétiques (haut de la cavité) restent guère plus d'une heure dans l'intervalle critique.

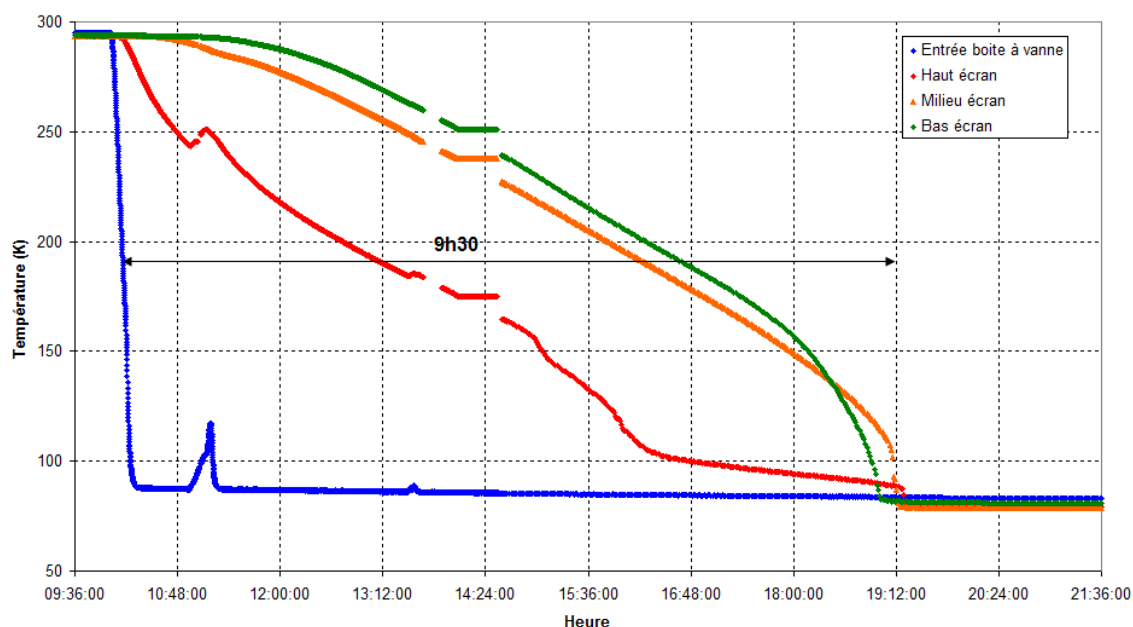


Figure 3-79 : Mise en froid de l'écran cuivre avec de l'azote liquide. La descente nécessite plus de 9 heures.

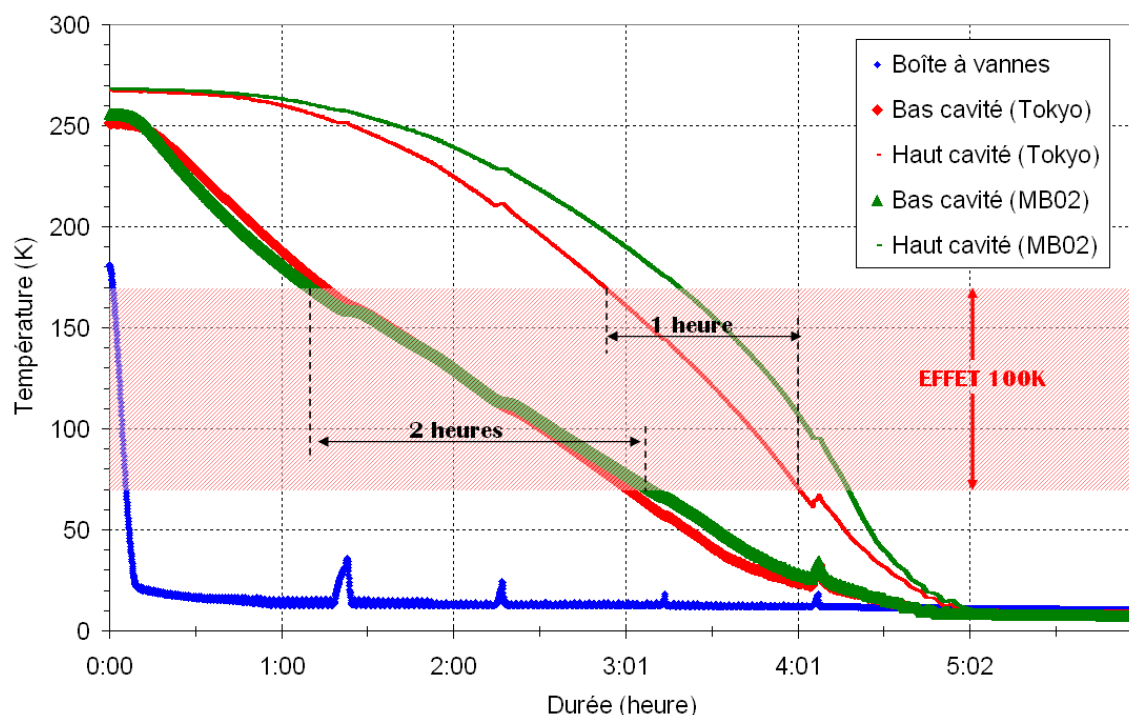


Figure 3-80 : Mise en froid du circuit hélium. La mise en froid a été stoppée avant le remplissage du réservoir tampon.

3.1.22 Fonctionnement

Cette étape débute dès la fin de la mise en froid. Cependant nous la considérerons stable seulement après un ou deux jours à froid, le temps de laisser toutes les parties du cryomodule atteindre leur température d'équilibre. La **Figure 3-81** montre la stabilité des différents paramètres régulés par l'automate sans puissance injectée dans les cavités. Le niveau du réservoir tampon est très stable, le débit statique en sortie du cryomodule est de $32 \text{ m}^3/\text{h}$ ce qui correspond à des pertes statique de 32 Watts. Cette puissance prend en compte les pertes statiques des lignes de transfert, de la boîte à vanne et du cryomodule. L'hélium liquide étant approvisionné par des bouteilles de 500 litres, son autonomie en fonctionnement n'est que d'une dizaine d'heure, soit une consommation de 45 litres par heure.

Lorsque le transfert est stoppé, c'est-à-dire que les vannes de remplissages (FCV1 et FCV2) sont fermées, le débit en sortie de cryostat est réduit à $16 \text{ m}^3/\text{h}$, ce qui correspond à environ 18 Watts^a de pertes statiques. D'après les calculs [SAUGNAC08], la consommation statique d'un cryomodule seul a été estimée à 11 Watts avec un écran thermalisé à 80K, comprenant environ 5 Watts de pertes par radiation et 6 Watts par conduction. Cette surconsommation de 7 Watts mesurée est due à l'existence probable de certains ponts thermiques et également à un sous-dimensionnement de certaines thermalisations notamment sur le coupleur de puissance. Les tests ont en effet montré que la température du conducteur externe du coupleur restait supérieure à 100K au niveau de la thermalisation. De plus, la consommation de 18 Watts n'est pas inquiétante en considérant un écran de

^a Ceci prend en compte la densité de la vapeur saturante. Le cryomodule n'est plus dans ce cas en régime continu (l'hélium évaporé n'est pas remplacé par du liquide). Il nous faut donc prendre en compte le fait que le liquide évaporé est remplacé par du gaz d'une densité de 17.2 kg/m^3 (cf. [CRYODATA05]) soit 14 % du gaz reste dans le cryomodule.

thermalisation à 80K. Dans la configuration avec un écran de thermalisation à 60K, les pertes par conduction q^{cond} (cf. **équation (3-121)**) et par radiation q^{rad} (cf. **équation (3-122)**) sont très largement réduites. En première approximation, nous pouvons écrire :

$$\frac{q_{60 \rightarrow 4}^{\text{cond}}}{q_{80 \rightarrow 4}^{\text{cond}}} = \frac{\int_4^{60} k(T) \cdot dT}{\int_4^{80} k(T) \cdot dT} \approx 0.6 \quad (3-121)$$

$$\frac{q_{60 \rightarrow 4}^{\text{rad}}}{q_{80 \rightarrow 4}^{\text{rad}}} \approx \frac{(60^4 - 4^4)}{(80^4 - 4^4)} \approx 0.35 \quad (3-122)$$

Ainsi, 18 Watts de dissipations à 80K, soit 5 Watts par radiation et 13 Watts par conduction, donnerait moins de 10 Watts de dissipations thermiques à 60K.

Concernant les variations de pression du bain, elles sont inférieures à 2 mbar. Cette stabilité n'est pas représentative pour l'installation future du fait de la configuration de la récupération d'hélium. Sur cette zone de test, l'hélium est récupéré dans une baudruche à la pression atmosphérique. Sur la machine, l'hélium dégazé arrive directement sur l'entrée d'un compresseur du liquéfacteur sujet à des variations de charges. Les variations de pression du bain sont donc directement liées à l'activité du compresseur. En présence de puissance RF et à champ fixe, la stabilité n'est pas réduite.

La régulation de l'écran cuivre est délicate à cause de son inertie et de la sensibilité de la vanne d'entrée (FCV10). Aucune optimisation n'a été recherchée étant donné que des variations de quelques kelvins de l'écran perturbent très peu le fonctionnement des cavités. La consommation moyenne du circuit azote a été estimée d'environ 60 Watts.

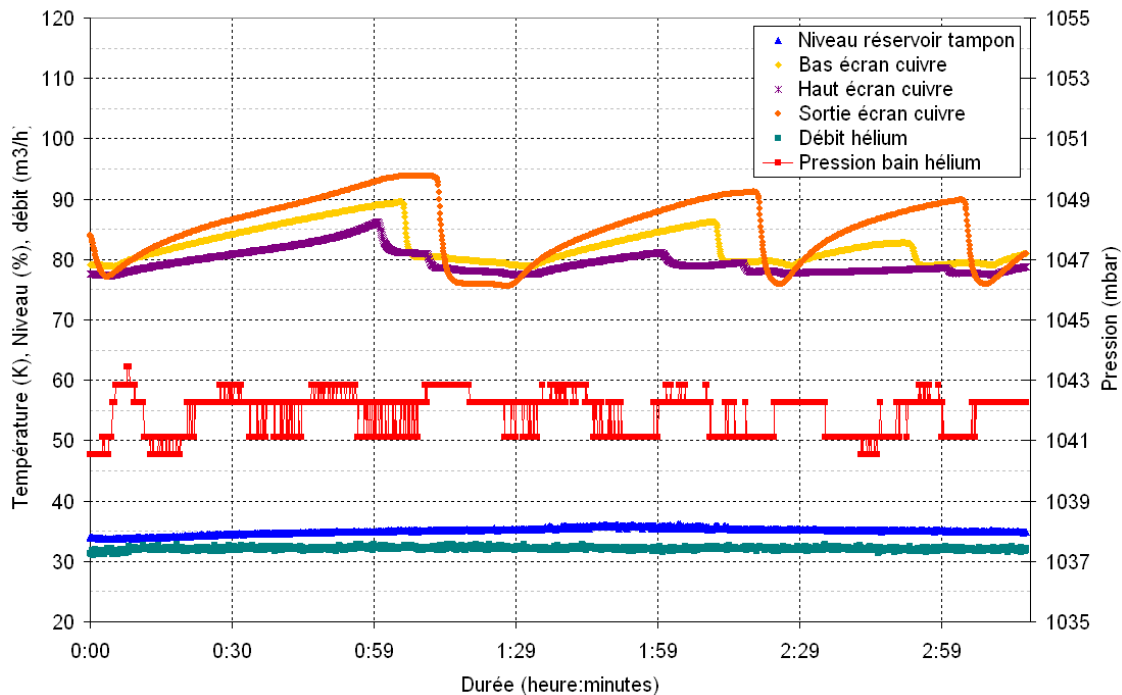


Figure 3-81 : Stabilité des différents paramètres régulés en fonctionnement sans champ dans la cavité.

3.1.23 Stand-by

Ce mode de fonctionnement assure le maintien d'une température inférieure à 40 K tout en consommant un minimum d'hélium liquide. La circulation d'azote est conservée dans ce mode. Ce mode est très utile pour les tests de qualification afin de garder les cavités à basse température durant la nuit et les week-ends sans intervention humaine.

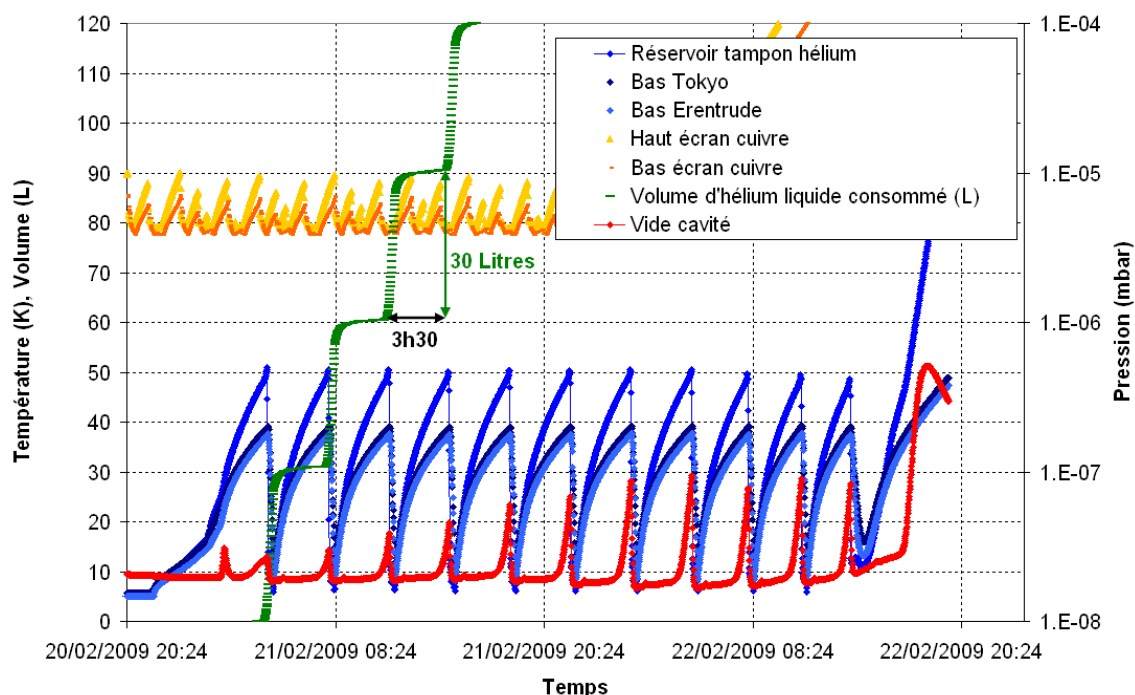


Figure 3-82 : Suivi de différents paramètres en mode stand-by.

En mode stand-by, d'après la **Figure 3-82**, les remplissages s'effectuent tous les 3h30 et consomment environ 30 litres de liquide. L'autonomie est ainsi augmentée à 58 heures, soit une consommation moyenne inférieure à 9 litres par heure. *Nous constatons à nouveau, comme énoncé auparavant, que les surfaces de la cavité dégazent aux environs de 35K. Ceci signe la présence de méthane ou d'air (mélange d'azote, oxygène et dioxyde de carbone) [CALDER86].*

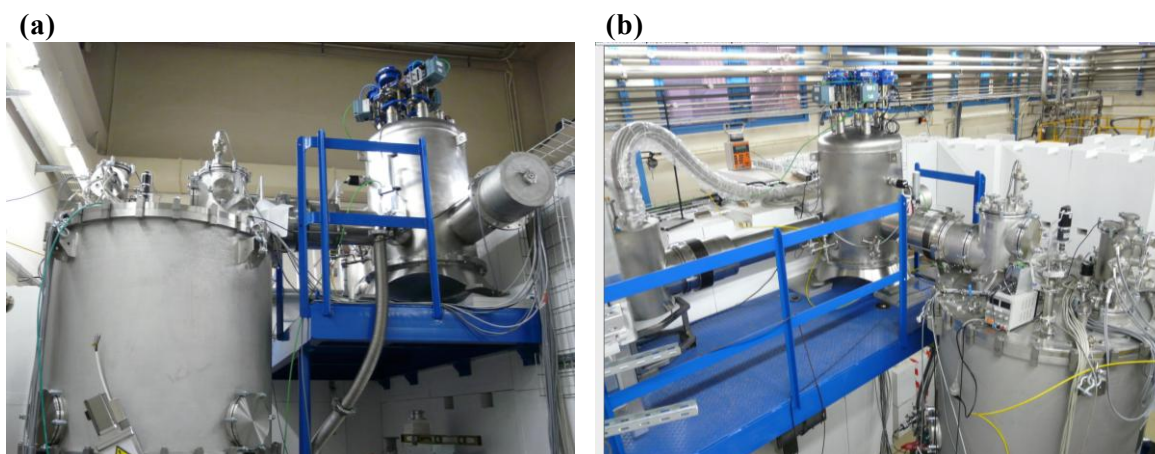


Figure 3-83 : Vue générale de la zone de test des cryomodules B à l'IPN.

3.2 Présentation et résultats de la partie RF

3.2.1 Présentation de l'installation

L'installation RF pour les tests en configuration « machine » à l'IPN est très similaire à celle en cryostat vertical (cf. **Figure 3-55**). Les cavités sont pilotées en boucle auto-oscillante à l'aide de deux pilotes RF identiques à celui utilisé en cryostat vertical. La puissance maximale délivrée par les amplificateurs étant de 10 kWatts et la cavité étant sur-couplée ($Q_i = 10^6$), des précautions sont à prendre pour ne pas endommager les différents éléments. Cela est effectué à l'aide d'un boîtier sécurité dit « security box » contrôlant l'évolution de plusieurs paramètres (cf. **Tableau 3-11**). Si l'un d'eux est amené à dépasser un certain seuil, la puissance est instantanément coupée. Les coupleurs de puissances sont sujets aux phénomènes de multipacting de par leur géométrie. Si le nombre d'électron en résonance devient trop important, la céramique isolant la partie sous vide du coupleur du guide d'onde peut être endommagée voire cassée. Ceci provoquerait une fuite d'air dans le vide de la cavité et donc l'arrêt total de la machine. De même en cas de quench, nous verrons plus tard qu'en configuration de sur-couplage, il est possible de dissiper plusieurs centaines de watts dans la cavité et donc dans le bain d'hélium. Le débit et la pression du bain augmentent dangereusement pouvant causer d'importants dégâts.

Tableau 3-11 : Sécurités présentes pour le contrôle de la puissance RF

	Grandeur surveillée	Emplacement	Mesuré par	Seuil de déclenchement
1	Courant de multipacting	Fenêtre coupleur	Antenne polarisée positivement	100 μ A
2	Vide coupleur	Fenêtre coupleur	Jauge Penning	Dépendant du vide dans le coupleur
3	Pression bain hélium	Boite à vanne	Capteur de pression	1250 mbar

Les amplificateurs installés, les premiers construits pour Spiral2 et développés au GANIL, sont deux amplificateurs dits à état solide basée sur la technologie semi-conductrice (transistors), par opposition aux tubes à vide^a généralement utilisés pour fournir la puissance RF aux cavités accélératrices. A puissance nominale de l'accélérateur c'est-à-dire avec un faisceau de 5 mA de deutons et un champ accélérateur de 6.5 MV/m, la puissance RF en entrée des cavités B doit être de 13 kWatts [APD06]. Ceci est obtenu en combinant la sortie de deux amplificateurs. Cette configuration n'a pas été testée à l'occasion des tests présentés ici. Cependant les deux amplificateurs ont été utilisés indépendamment pour tester simultanément les deux cavités. Des guides d'onde coaxiaux acheminent l'onde jusqu'à un circulateur. Il protège l'amplificateur des réflexions, redirigées vers une charge adaptée 50 Ohms. En amont du coupleur de puissance, un coupleur directionnel permet de mesurer les puissances incidente et réfléchi. L'ensemble

^a Tube à vide : structures amplificatrices basées sur la génération d'une onde RF à partir d'un faisceau d'électron.

des éléments RF, les deux amplificateurs, circulateurs et charges sont refroidis à l'aide d'une circulation d'eau froide.

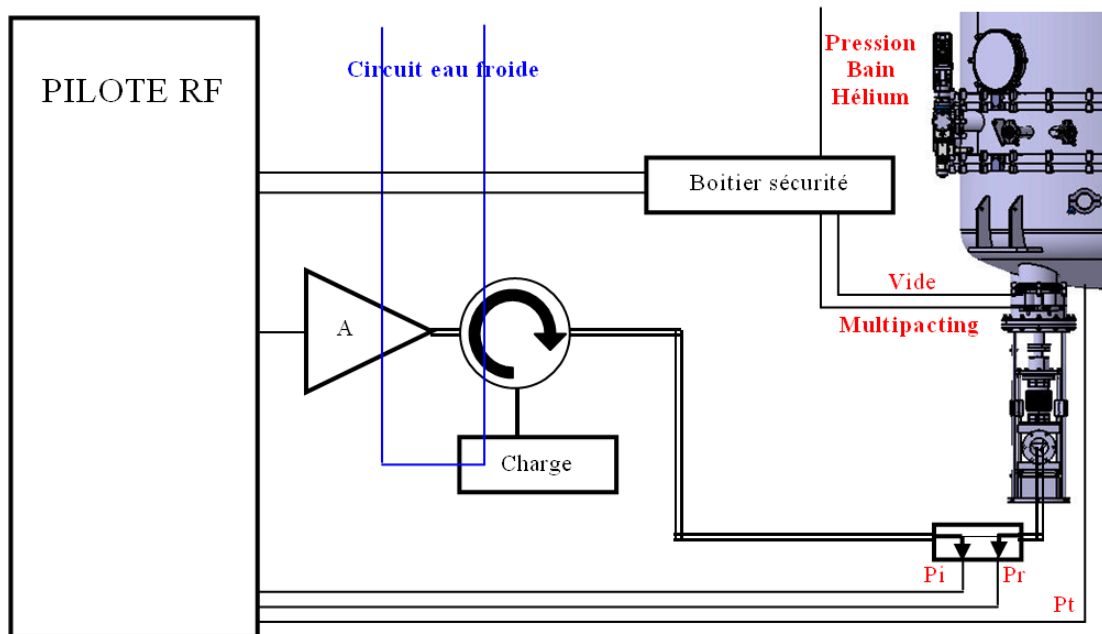


Figure 3-84 : Synoptique du dispositif RF installé pour les tests en configuration machine des cryomodules B à l'IPN.

(a)



(b)

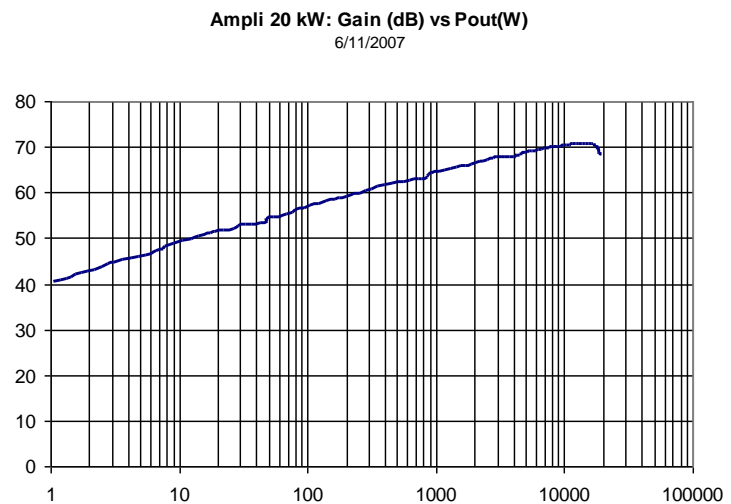


Figure 3-85 : (a) Photographie d'une baie d'un amplificateur 10 kWatts pour Spiral2. (b) Graphique représentant le gain (en dB) de l'amplificateur en fonction de la puissance de sortie (Watts). Le gain non constant est caractéristique des amplificateurs de classe C.

3.2.2 Conditionnement des coupleurs de puissance

Cette opération s'effectue avant la première montée en champ après le montage de la zone de test. Il s'agit de monter progressivement la puissance RF avec la cavité en désaccord et en boucle ouverte, une première fois lorsque le cryomodule est encore à 300 K et une deuxième fois avec les cavités à froid. Le conditionnement consiste à éliminer le multipacting en laissant volontairement « travailler » le coupleur dans les résonances d'électron (cf. **Figure 3-86**). Petit à petit les sites émetteurs disparaissent. Ce traitement est indispensable tout d'abord pour diagnostiquer le bon fonctionnement du coupleur et afin de s'assurer que le coupleur ne perturbe en rien les cavités.

Deux coupleurs ont été testés à l'IPN à l'occasion des tests des cryomodules. Ils ont tous les deux montrés le même comportement pendant leur conditionnement.

Des remontées de vide et du multipacting apparaissent pour des puissances inférieures à 150 Watts. Au-delà, plus rien est à signaler (cf **Figure 3-86**).

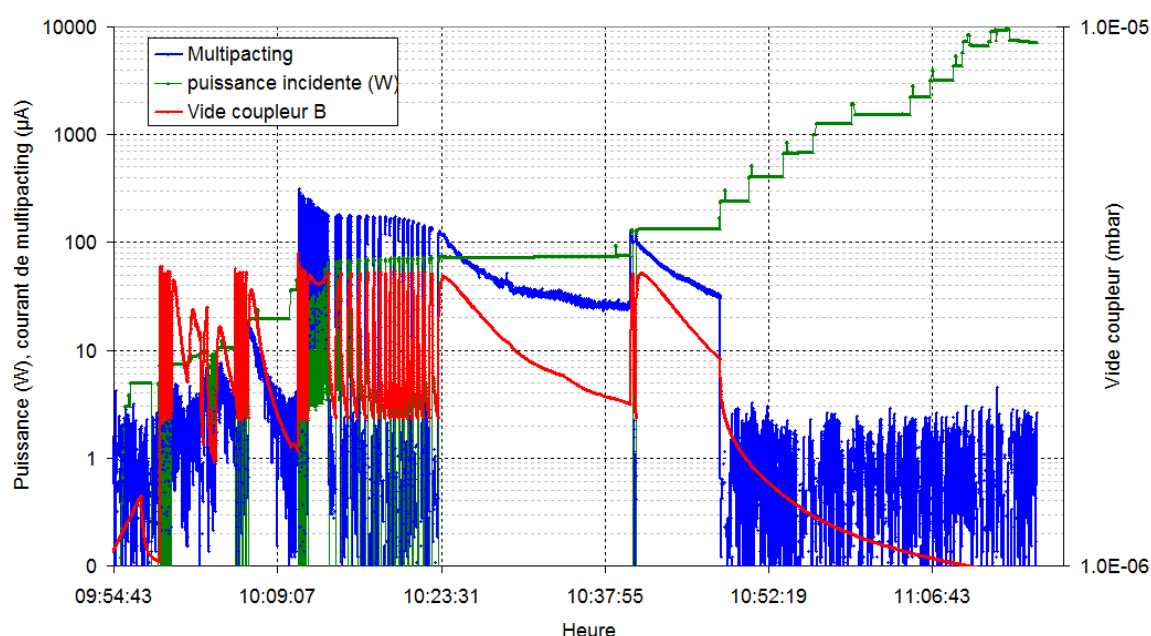


Figure 3-86 : Conditionnement à chaud d'un coupleur de présérie installé sur Eretrude (MB02). Les oscillations de vide et courant de multipacting sont provoquées lors des coupures de la RF par le boîtier de sécurité lorsqu'une valeur seuil est dépassée. En dessus de 150 Watts, plus aucun phénomène de multipacting n'apparaît.

3.2.3 Mesure de la caractéristique $Q_0(E_{acc})$ par calorimétrie

3.2.3.1 Etalonnage de la chaîne de mesure

Contrairement à la configuration en cryostat vertical (cf. **partie 3, Etalonnage de la chaîne de mesure**), la mesure des atténuations n'est pas facile, notamment en ce qui concerne les zones de fortes puissances. Les guides d'onde ne sont pas aussi facilement manipulables que des câbles. Ainsi, la mesure des atténuations pour P_i et P_r est effectuée en sommant les atténuations des différents éléments seuls (cf. **Tableau 3-12**).

Tableau 3-12 : Calcul des atténuations des différents éléments (Eretrude janvier 2009)

Atténuation (en dB)	Pi	Pr	Pt
Partie froide	-0.05	+0.05	0.45
Coupleur de mesure	58.55	58.3	/
Câbles de mesure	1.8	1.75	1.9
Pilote	1.7	1.1	12.15
Total	62.1	61.2	14.5

L'atténuation de la partie froide (coupleur de puissance pour Pi et Pr et un câble coaxial pour Pt) est à retrancher dans le cas de Pi et à additionner dans le cas de Pr et Pt (cf. équations (3-97), (3-100) et (3-101))

3.2.32 Mesure de la puissance dissipée, facteur de qualité et champ accélérateur

Les calculs de dynamique faisceau ont montrés que le couplage optimal Qi des coupleurs de puissance des cavités types B doit être de $1.1 \cdot 10^6$ [APD06]. Le couplage étant non modifiable en fonctionnement, cette valeur est le meilleur compromis quelque soit le type de faisceau. Il correspond à un enfoncement de 15.8 mm dans la cavité à froid.

Nous avons vu, dans **2.2.3 Evaluation des erreurs et optimisation des mesures**, qu'une mesure correcte de la puissance dissipée dans une cavité sur-couplée à partir d'un bilan de puissance entre les puissances incidente, réfléchie et transmise n'est pas envisageable. En effet, en considérant un facteur Q_0 de typiquement $2 \cdot 10^9$ à 6.5 MV/m donnant $\beta_i=2000$, l'erreur faite, d'après la **formule (3-113)**, sur la mesure de la puissance dissipée serait de 2500%. Cette méthode de mesure n'est donc pas utilisable. Au-delà de $\beta_i=16$, l'erreur atteinte est déjà de 20% et de 50% pour $\beta_i=40$. Nous pouvons considérer que l'estimation de la puissance dissipée dans la cavité à partir d'un bilan de puissance n'est alors plus pertinente.

Afin de l'évaluer plus correctement dans ces conditions de sur-couplage, il suffit de mesurer les débits d'hélium en sortie de cryostat avec et sans RF. La différence entre les deux mesures est causée, en première approximation, par la puissance dissipée dans la cavité (cf. **équation (3-123)**). Le liquide en contact avec la cavité absorbe une quantité d'énergie égale à sa chaleur latente et s'évapore.

$$P_c = \rho \cdot l_v \cdot \frac{(Débit_{RF} - Débit_{statique})}{3600} \approx \Delta Débit \quad (3-123)$$

Avec P_c en Watt, les débits sont mesurés en Nm^3/h^a .

$l_v = 20.91$ kJ/kg, chaleur latente de vaporisation de l'hélium liquide.

$\rho = 0.178$ kg/m³ la masse volumique à 273 K. Données prises dans [CRYODATA05].

Il est possible d'effectuer une mesure plus rigoureuse en mesurant la puissance dissipée par une chaufferette plongée dans le bain d'hélium. Après avoir mesuré le débit d'hélium avec RF, il s'agit d'augmenter la puissance de la chaufferette jusqu'à mesurer un débit identique à celui mesuré auparavant avec RF. Cette méthode, plus contraignante n'a

^a Nm³/h : mesure effectuée en normaux mètre cube par heure c'est-à-dire exprimée pour un gaz à 273K et à la pression atmosphérique.

pas été jugée nécessaire. En effet, un test en cryomodule avec une cavité en couplage critique a montré que la puissance RF réellement dissipée (mesurée par bilan de puissance) dans la cavité concorde effectivement au débit mesuré en Nm³/h avec une erreur d'environ 15 % (cf. **Figure 3-87**).

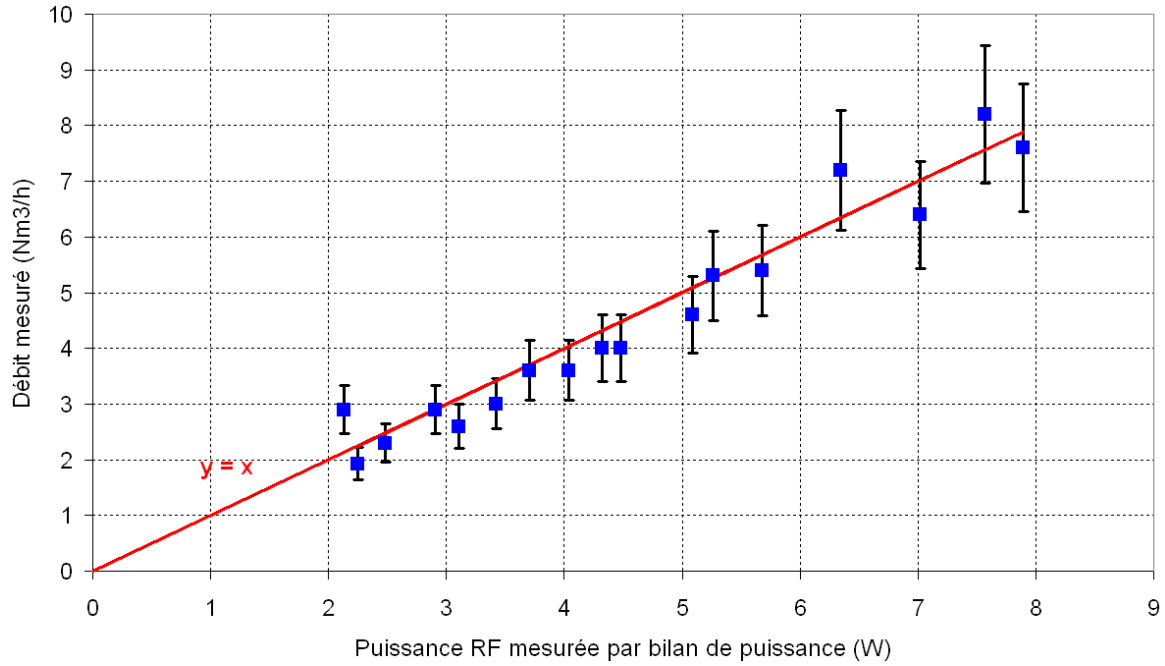


Figure 3-87 : Correspondance entre puissance RF et débit d'hélium. Test effectué en cryomodule avec une cavité en couplage critique. Barre d'erreur à 15%.

Il s'agit maintenant de caractériser totalement les différents couplages, le facteur Q_0 et le champ accélérateur. Dans la configuration sur-couplée ($Q_i \ll Q_0$) et en boucle auto-oscillante, étudiée ici, il est possible de simplifier les équations (3-103), (3-104), (3-105), (3-106), (3-107) et (3-108) vues dans le cas d'un couplage critique, donnant les équations suivantes :

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_i} + \frac{1}{Q_i} \approx \frac{1}{Q_i} \quad (3-124)$$

$$Q_L = 2 \cdot \pi \cdot f_0 \cdot \tau \quad (3-125)$$

$$Q_i = Q_L \quad (3-126)$$

$$Q_t = \frac{4 \cdot Q_i \cdot P_i}{P_t} \quad (3-127)$$

$$Q_0 = \frac{4 \cdot Q_i \cdot P_i}{P_c} = \frac{Q_t \cdot P_t}{P_c} \quad (3-128)$$

$$E_{acc} = 2 \cdot K \cdot \sqrt{Q_i \cdot P_i} = K \sqrt{Q_i \cdot P_i} \quad (3-129)$$

Le facteur Q_L est totalement dominé par le couplage incident Q_i . L'évaluation du temps de décharge τ est faite, de la même manière qu'en cryostat vertical, en visualisant la courbe de décharge sur un oscilloscope en sortie d'un amplificateur logarithmique. Cette fois-ci le temps de décharge n'est plus de plusieurs secondes, mais de quelques millisecondes.

Nous remarquons que la mesure de la puissance transmise n'est plus indispensable pour évaluer le champ accélérateur et le facteur de qualité de la cavité. Il suffit de mesurer la puissance incidente et la puissance dissipée dans la cavité via la mesure de débit. Les cavités B étant fréquemment sujettes à ces résonances, il est tout de même important de garder l'antenne de diagnostique, seul indicateur fiable du champ accélérateur dans la cavité.

Remarques :

- les mesures de Q_o via la mesure de débit sont des mesures longues. Le débit en sortie de cryostat est très long à stabiliser. Plusieurs minutes sont nécessaires pour atteindre le régime stationnaire. Contrairement aux mesures en cryostat vertical, ne demandant qu'une temporisation d'une dizaine de secondes.

- Dédire le champ accélérateur à partir de la puissance incidente rend la mesure sensible aux fluctuations de l'atténuation (variations de température du circulateur dues aux fortes puissances), et à l'étalonnage de cette même atténuation en début de test.

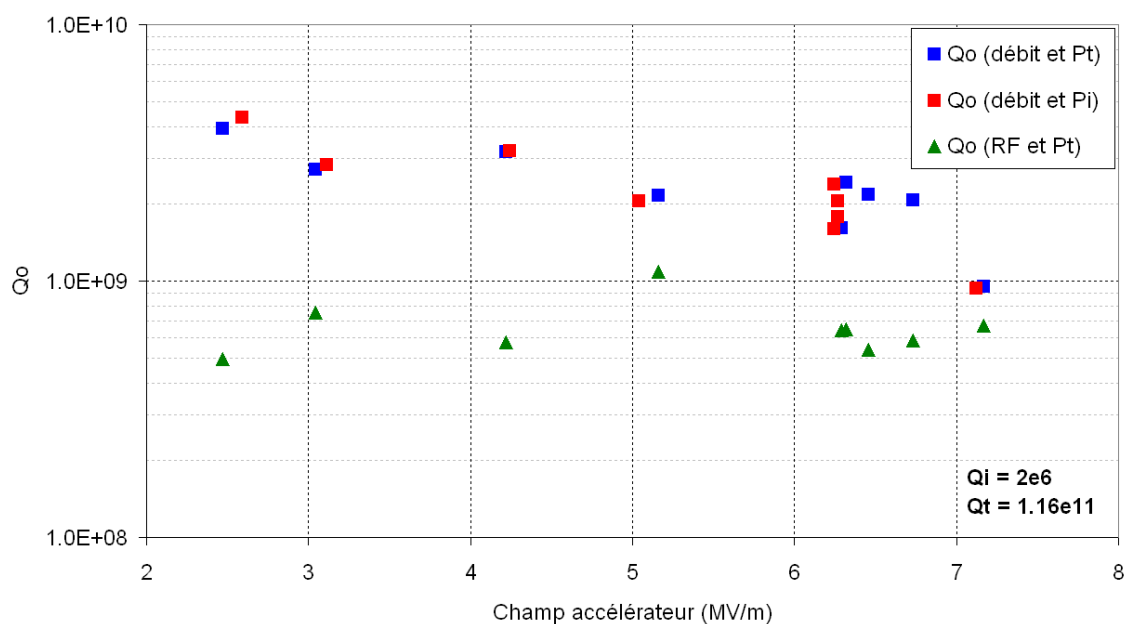


Figure 3-88 : Mesure du facteur Q_o en fonction du champ accélérateur à partir des trois méthodes de mesure. La première, le champ accélérateur est évalué à partir de la puissance transmise (P_t) et le facteur Q_o à partir d'une mesure de débit. La deuxième, le champ accélérateur est déduit à partir de la puissance incidente (P_i). La dernière, non exploitable, montre le facteur Q_o évalué à partir du bilan de puissance $P_i - P_r - P_t$. Test sur Tokyo (pré-série) avec $Q_i = 2^6$.

3.2.33 Evaluation des erreurs de mesure

La simplification des formules exprimant le facteur Q_0 et le champ accélérateur E_{acc} aux différentes puissances et couplages rend l'estimation des erreurs moins difficile. L'expression des erreurs relatives, dans le cas de formules ne faisant intervenir que des produits, est simplement la somme des erreurs relatives de chaque grandeur. Ainsi on peut exprimer très rapidement à partir des équations **(3-112)**, **(3-126)** et **(3-127)** les équations :

$$\varepsilon_\tau \leq \frac{\Delta C}{C} + 2 \cdot \varepsilon_{oscillo}^Y + 2 \cdot \varepsilon_{oscillo}^X \quad (3-130)$$

$$\varepsilon_\tau = \varepsilon_{Q_L} = \varepsilon_{Q_i} \quad (3-131)$$

$$\varepsilon_{Q_t} = \varepsilon_{Q_i} + 2 \cdot \varepsilon_{mesure} \quad (3-132)$$

Ceci nous donne, numériquement en considérant les mêmes erreurs de mesures qu'en cryostat vertical, soit 3.6 % sur les mesures de puissance, une erreur de 5.5% sur Q_i et 12.7 % sur Q_t .

L'incertitude sur la mesure de la puissance dissipée dans la cavité par mesure du débit est déduite à partir de l'équation **(3-123)**, ce qui donne :

$$\varepsilon_{P_c} \leq \varepsilon_\rho + \frac{Débit_{RF} + Débit_{statique}}{Débit_{RF} - Débit_{statique}} \cdot \varepsilon_{débitmètre} \quad (3-133)$$

soit en utilisant **(3-123)**

$$\varepsilon_{P_c} \leq \varepsilon_\rho + \left(1 + \frac{2 \cdot Débit_{statique}}{P_c} \right) \cdot \varepsilon_{débitmètre}$$

Nous remarquons que l'incertitude est d'autant plus grande que le débit statique est grand et que la puissance dissipée petite. Le débit statique en transfert est de 32 m³/h. L'erreur de mesure du débitmètre est donnée par le constructeur [EPI08]. L'erreur faite sur p est égale à l'erreur sur la température de l'hélium, l'approximation de gaz parfait^a étant très bonne pour l'hélium. Nous prendrons comme incertitude sur la température 5°C ce qui donne une incertitude de 1.6 % sur la mesure du débitmètre et 2 % pour ε_p .

Il en découle, à partir des équations **(3-128)** et **(3-129)**, les formules d'erreurs sur le facteur Q_0 et E_{acc} :

$$\varepsilon_{Q_0} = \varepsilon_{Q_i} + \varepsilon_{mesure} + \varepsilon_{P_c} \quad (3-134)$$

^a Gaz parfait : gaz dont la pression, la température et la densité sont reliés par l'équation $PM = \rho RT$ avec P la pression du gaz, M sa masse molaire, ρ sa masse volumique, R la constante des gaz parfait et T sa température.

$$\varepsilon_{Eacc} = \varepsilon_K + \frac{1}{2} \cdot (\varepsilon_{Qt} + \varepsilon_{mesure}) = cste \quad (3-135)$$

L'erreur faite sur la mesure de P_c est représentée sur la figure ci-dessous (cf. **Figure 3-89**). Nous voyons qu'une mesure à bas champ peut être très imprécise. En dessous de 3W de dissipation RF, soit un dixième du débit statique, l'erreur relative avoisine 36 % !

L'erreur sur le champ accélérateur peut être supposée constante égale à 8.4 % à partir de Q_t et P_t . Nous pouvons maintenant appliquer des barres d'erreur sur les mesures présentées sur la **Figure 3-88**. La **Figure 3-90** superpose deux courbes de Q_0 avec leurs barres d'erreur en fonction du champ accélérateur à l'occasion d'un test en cryostat vertical et en cryomodule. La précision des mesures en cryostat vertical sont incontestablement meilleures que celles effectuées par mesure de débit dans le cryomodule. Le recouvrement des mesures notamment à proximité du point de fonctionnement des cavités B confirme le respect du cahier des charges défini. Les performances des cavités sont donc très peu perturbées par le cryomodule.

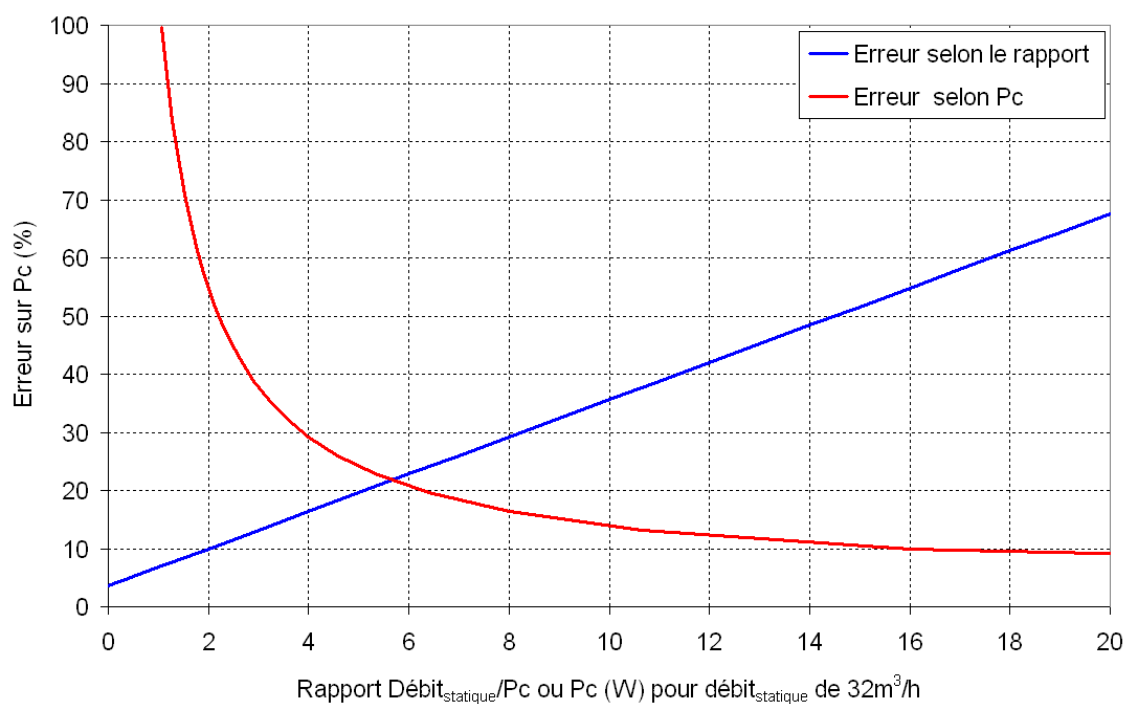


Figure 3-89 : Erreur relative sur la mesure de la puissance dissipée par la cavité. La courbe bleu est fonction du rapport Débit_{statique}/Pc, la courbe rouge est fonction de Pc en considérant un débit statique de 32 m³/h.

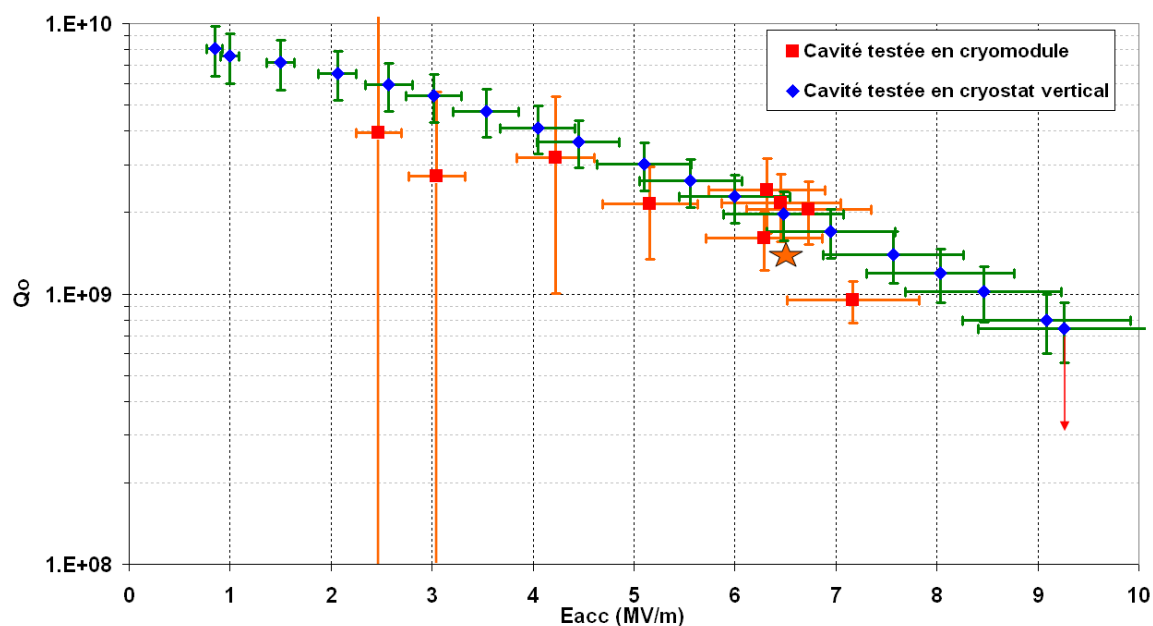


Figure 3-90 : Comparaison des courbes Q_0 en fonction du champ accélérateur et des erreurs de mesures pour deux cavités identiques testées en cryostat vertical et en cryomodule. L'étoile orange matérialise le point de fonctionnement des cavités B Spiral2.

3.2.4 Efficacité du blindage magnétique

Les cavités Spiral2 sont équipées d'un blindage magnétique passif. Il permet de diminuer significativement le champ magnétique terrestre ressenti par les cavités et donc la résistance résiduelle du niobium. A l'occasion des tests en cryomodule, le blindage en Cryoperm[®] entoure totalement la cavité (cf. **Figure 3-91b**). L'épaisseur est de 1.5 mm et assure une atténuation de la composante transverse d'un facteur 58 et longitudinale d'un facteur 28 [OLRY09]. L'augmentation théorique de la résistance résiduelle du niobium soumis à un champ magnétique statique est de 0.066 nΩ/mG à 88 MHz (cf. **partie 4, Piégeage du champ magnétique terrestre**). Des mesures faites sur les cavités donnent une sensibilité d'environ 0.11 nΩ/mG. Le champ magnétique terrestre étant d'environ 400 mG [MES08], on doit s'attendre à une augmentation de 28 nΩ (à ajouter à la résistance de surface de 24 nΩ d'une cavité saine à 6.5 MV/m) soit une chute du facteur Q_0 de $2 \cdot 10^9$ à $9 \cdot 10^8$. Une cavité équipée du blindage est soumise à un champ magnétique atténué à moins de 20 mG, soit une augmentation de la résistance résiduelle de maximum 1.4 nΩ. La **Figure 3-91a** compare deux courbes de Q_0 en fonction de champ accélérateur avec et sans blindage magnétique. On constate une nette diminution du facteur Q_0 plus particulièrement à des champs élevés. Ceci correspond notamment à une augmentation de la puissance dissipée de 7 à 15 Watts à un champ accélérateur de 6.5 MV/m. Le blindage est donc bien un élément essentiel afin respecter le cahier des charges Spiral2, c'est à dire une puissance dissipée inférieure à 10 Watts au champ nominal.

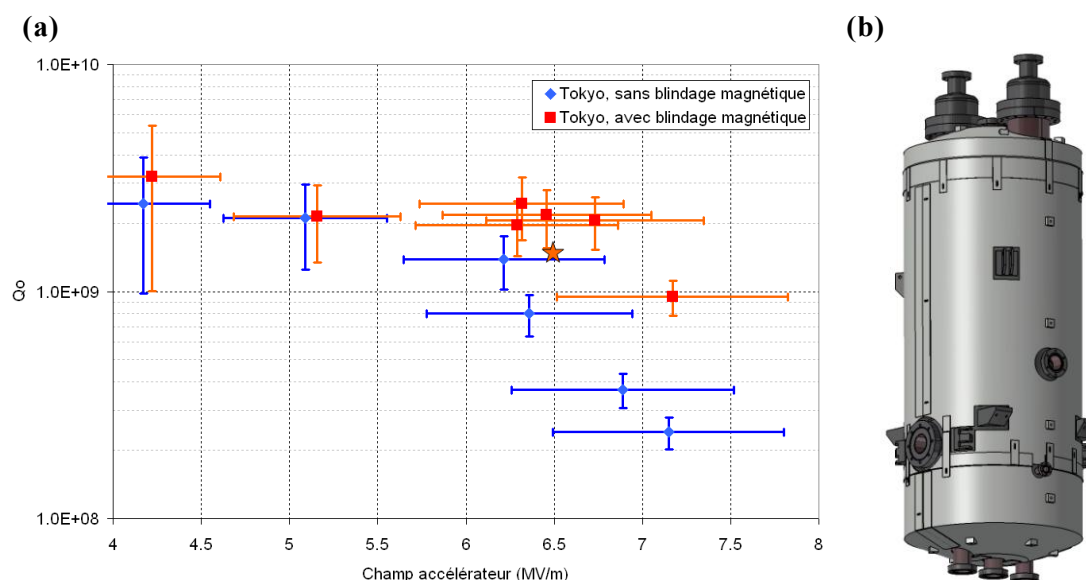


Figure 3-91 : (a) Comparaison des performances RF de la cavité de présérie Tokyo testée en cryomodule avec et sans blindage magnétique. (b) Blindage magnétique installé à l'occasion des tests en cryomodule.

3.2.5 Tests du système d'accord en fréquence

Le système d'accord présenté ici est identique aux systèmes d'accord équipant les cryomodules de série, comme décrit dans la partie 1. L'accord en fréquence par insertion d'un plongeur, couramment utilisé pour les cavités « chaudes » est une solution innovante pour les structures supraconductrices. En effet, l'accord par déformation, comme celui utilisé pour l'accord des cavités A, est le système de prédilection pour ce genre de structures. Le système d'accord par plongeur mobile répond a priori à l'ensemble des exigences demandées mais nécessite encore certaines caractérisations notamment en termes de fiabilité et de pérennité. Les points critiques de cette solution, énoncé à plusieurs reprises par [REVUE08], est l'augmentation de la dissipation RF due aux champs de fuite et la génération possible de poussières pouvant altérer les performances de la cavité.

La caractérisation des performances mécaniques du système d'accord a été évaluée à partir des paramètres suivants : la fiabilité du déplacement, la course maximale, l'hystérésis mécanique et l'évolution à moyen terme (c'est-à-dire après plusieurs jours de tests) de ces trois critères.

- La fiabilité en déplacement correspond à la bonne transmission du mouvement de rotation donné au rotor du moteur pas à pas utilisé. En effet, il a été remarqué qu'une accélération au démarrage ou une vitesse de rotation trop importante pouvaient entraîner des phénomènes de glissement. Le courant d'accélération et la fréquence de rotation du moteur pas à pas ont été réduits (dépend du type de moteur). Ceci a peu d'importance sur la qualité de la régulation, ce système d'accord étant conçu pour corriger des variations de fréquence lentes ($< 1\text{Hz}$). La fiabilité concerne également toute la chaîne de transmission du mouvement. Il est important de savoir si le système peut se gripper mécaniquement sous l'effet des retreints thermiques ou de problèmes de lubrification. Aucun problème de grippage n'a été rencontré à l'occasion des tests de qualification.
- La course maximale détermine l'intervalle de fréquence maximal dans lequel la cavité pourra être régulée. Elle correspond au déplacement maximum que peut effectuer le

plongeur, limité par la flexibilité du soufflet métallique faisant le lien entre le plongeur et la cavité. Encore une fois, les retraits thermiques différentiels des différents matériaux peuvent réduire significativement cette course et donc réduire significativement l'accord de la fréquence. Les tests ont prouvés que la course réellement mesurée a été conservée à 94 % (cf. **Figure 3-92**). Les parties linéaires représentent les zones exploitables en fonctionnement. Elles s'étendent, pour les deux plongeurs sur 7.5 mm, au lieu de 8 mm en théorie. Ceci atteste également d'une sensibilité en fréquence uniforme en fonction de la position du plongeur sur toute la course. Des déviations en fréquence allant jusqu'à 7000 Hz peuvent être corrigées. Ces résultats sont en bon accord avec les simulations effectuées sous Microwave Studio^a (cf. **partie 4, Sensibilité en fréquence selon la géométrie du plongeur**).

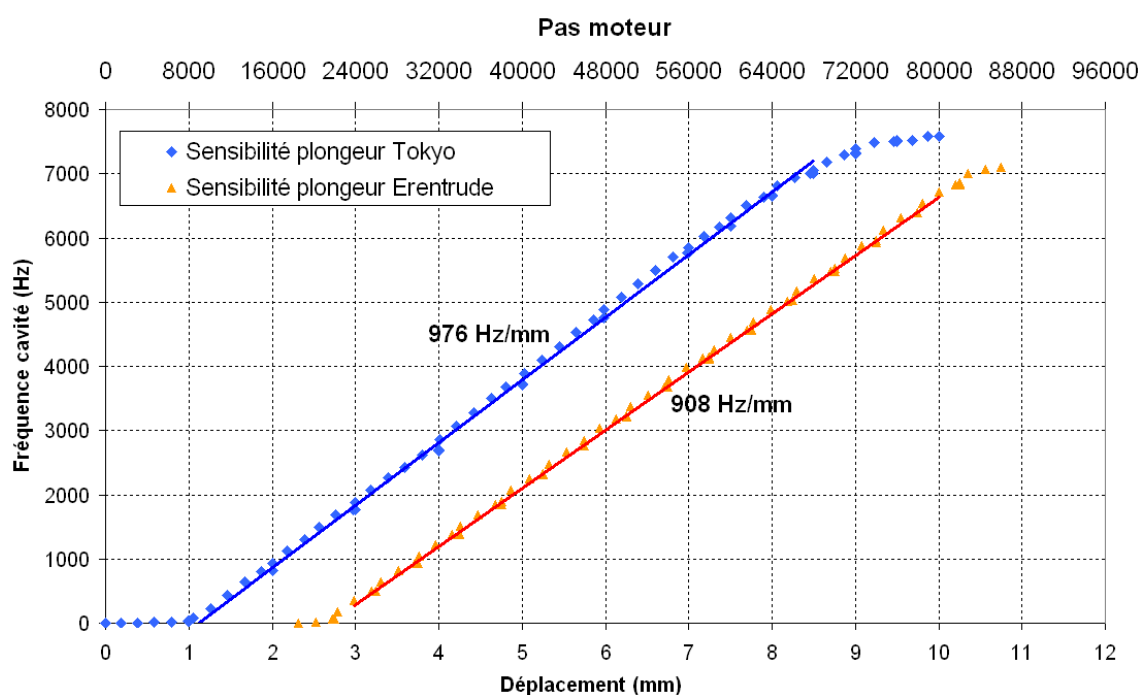


Figure 3-92 : course totale et sensibilité en fréquence de deux plongeurs mobiles testés pendant un test en cryomodule. La course totale est d'environ 7.5mm pour les deux plongeurs. Les sensibilités en fréquence, constantes sur toute la course, 976 Hz/mm et 910 Hz/mm sont en bon accord avec les simulations effectuées.

La différence de sensibilité mesurée (7.5%) provient majoritairement de la différence de diamètre (8.6%) entre les deux plongeurs. Celui installé sur la cavité Tokyo a un diamètre de 29.7 mm et l'autre de 28.5 mm.

- L'hystérésis mécanique, propre à chaque système, donne l'erreur de positionnement du moteur, à consigne identique, selon que le système soit en phase descendante ou montante. Cet aspect est important à caractériser car peut gêner sensiblement voire rendre impossible la régulation de la fréquence de la cavité. Cependant nous verrons qu'il est possible de limiter ce problème, en définissant un rattrapage de jeu lors des changements de sens de rotation du moteur. L'hystérésis mécanique a été évalué à l'occasion des tests du cryomodule. Des cycles de montées et descentes par palier sont effectués (cf. **Figure 3-93**). L'hystérésis est mesuré à partir de l'écart en fréquence entre deux paliers ayant une

^a Microwave studio : logiciel de simulation électromagnétique développé par Computer Simulation Technology (CST)
<http://www.cst.com/>

consigne en pas identique. L'écart en fréquence est d'environ 70 Hz, soit d'après la sensibilité en fréquence un hystérésis de 70 μm environ.

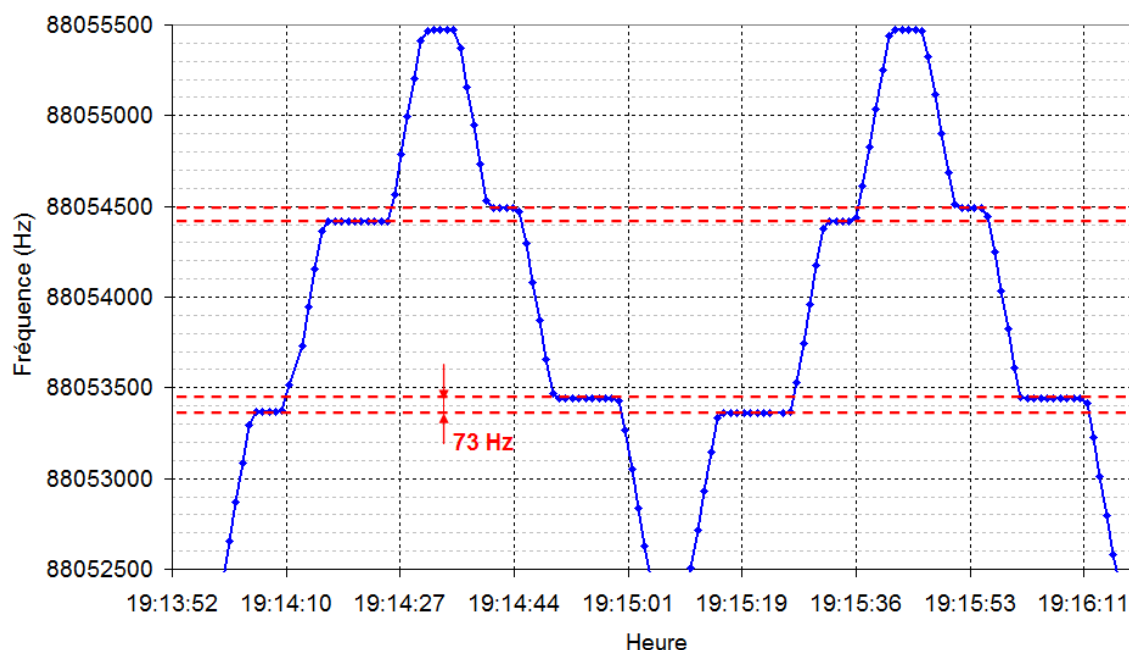


Figure 3-93 : Hystérésis mécanique lors du mouvement du plongeur. Les plateaux légèrement décalés correspondent aux arrêts du plongeur pour une consigne moteur identique. L'écart est d'environ 70 Hz, soit 70 μm .

- La robustesse du système dans le temps est un point critique pour une machine en exploitation qui plus est causant des problèmes de sureté. Les interventions seront limitées, ce qui n'autorise pas l'usage de systèmes affichant un vieillissement prématuré. Ce point est très délicat à évaluer à l'occasion des tests car nécessite un fonctionnement en continu. A l'occasion des tests en cryomodule, en plus de cyclages (montées et descentes) pour vérifier la reproductibilité du positionnement, le système d'accord a été très largement sollicité durant des tests de régulation. Aucune dérive, aucun blocage, baisse de sensibilité ou de course n'ont été observés après plus d'une semaine de tests. Le plongeur ne devrait pas être sollicité en continu durant l'exploitation de l'accélérateur, mais seulement lors de changements de régime de fonctionnement. A faisceau fixe et avec des conditions cryogéniques stables, les perturbations de l'environnement extérieur ne sont pas suffisantes pour justifier l'intervention du plongeur. Durant les tests, à puissance fixe, la fréquence de la cavité évolue dans une bande d'environ 10 Hz, perturbations largement compensées par la régulation RF.

3.2.6 Performances de la régulation RF digitale (LLRF)

3.2.6.1 Présentation du système

L'utilisation de la boucle auto-oscillante pendant les tests des cavités accélératrices facilite considérablement les opérations de mesure car permet de s'affranchir de toutes les perturbations de fréquences. Le système RF suit en permanence la fréquence de résonance de la cavité. Cependant, l'accélération de particule nécessite une synchronisation parfaite des différents étages d'accélération, autrement dit, chaque système doit opérer en phase, donnée par une référence. Il doit également maintenir un niveau de champ et une phase de travail constants quelques soient les perturbations. Il ne peut être toléré, pendant l'accélération, un écart trop important en termes de phase et de gain d'énergie lors du passage d'un paquet de particule dans une cavité sous peine de perdre le synchronisme lors du passage dans la cavité suivante. Les cavités Spiral2 devront être régulées en phase et en champ accélérateur avec une erreur relative inférieure à 1% pour assurer une bonne transmission et diminuer les pertes de faisceau [DUPERRIER06].

Le système de régulation utilisé est appelé bas niveau RF (ou Low Level RF), que nous appellerons par la suite LLRF. Il contrôle l'amplificateur de puissance en phase et en amplitude afin d'assurer une phase et un champ accélérateur constants dans la cavité. La cavité étant modélisable comme un système du second ordre, ses fonctions de transfert en amplitude et en phase sont données par la **Figure 3-94**.

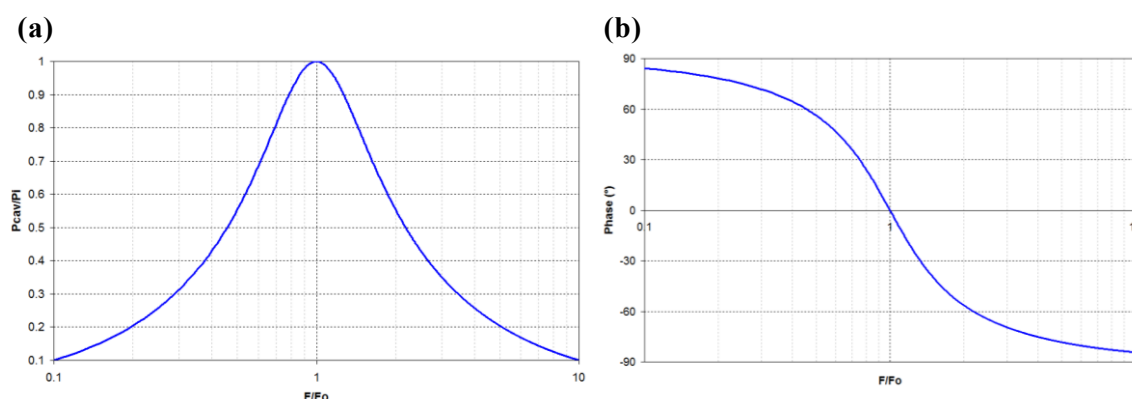


Figure 3-94 : Evolution du champ accélérateur (a) et de la phase (b) de la cavité en fonction de l'écart entre la fréquence du signal incident et la fréquence de résonance de la cavité.

Une augmentation (ou une diminution) de la fréquence de résonance de la cavité entraîne donc une chute du champ accélérateur et une avance (ou retard) de la phase du champ. Ainsi le LLRF doit être capable de détecter les écarts en fréquence, augmenter la puissance incidente et la déphaser en conséquence (cf. **Figure 3-95a**). Cette opération est effectuée en continue et à une fréquence de plusieurs MHz. Les caractéristiques des signaux incident, réfléchi et transmis sont transposés à 10 MHz, convertis en signaux numériques et démodulés dans la base complexe (I,Q) (cf. **Figure 3-95b**). Des nouveaux paramètres corrigés I et Q sont calculés et entrés dans un PID. La nouvelle consigne est réinjectée en entrée de l'amplificateur de puissance.

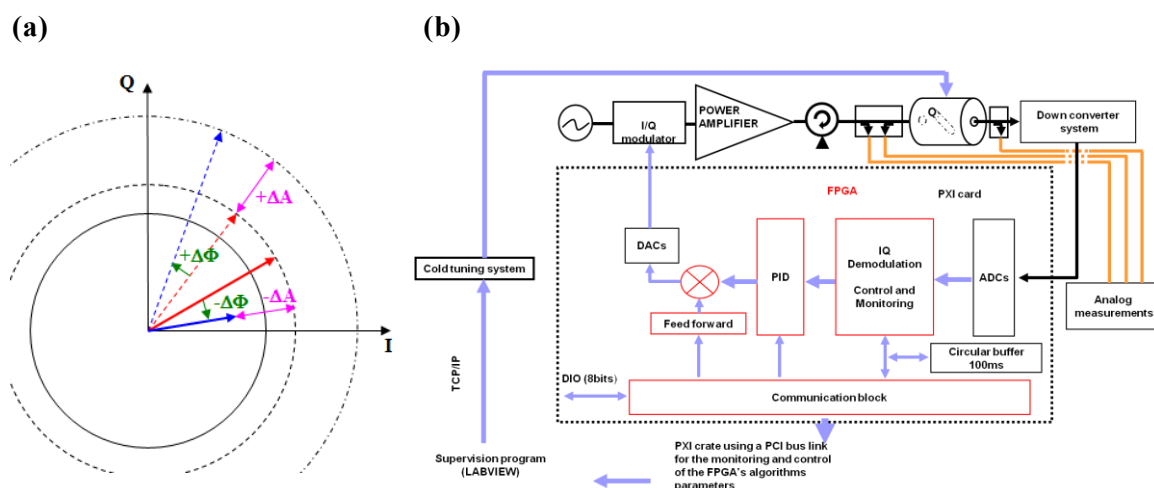


Figure 3-95 : (a) Représentation dans le plan complexe (I,Q) des vecteurs de champ. Les flèches rouges représentent le signal incident (pointillés rouges) et le champ accélérateur (trait plein rouge) sans perturbation à l'instant t . Une perturbation à l'instant $t+dt$ modifie la fréquence de la cavité entraînant la chute de l'amplitude ($-\Delta A$) et de la phase ($-\Delta\Phi$) du champ accélérateur (trait plein bleu). Afin de rétablir le même champ qu'à l'instant t , le LLRF augmente l'amplitude ($+\Delta A$) et la phase ($+\Delta\Phi$) du signal incident (pointillés bleus). (b) Synoptique du système de régulation LLRF. Figure extraite de [JOLY08].

La plage de régulation de système dépend totalement de la puissance en réserve et la bande passante de la cavité. Ainsi, pour un champ nominal de 6.5 MV/m et un faisceau de deutons, la puissance incidente nécessaire a été estimée à 13 kWatts. Ceci donne une marge de 7 kW pour un amplificateur de 20 kW. La bande passante de la cavité, donnée par le couplage $Q_i = 1.1 \cdot 10^6$, est de 88 Hz, soit une demi-bande de 44 Hz. Un écart en fréquence de 44 Hz par rapport à la fréquence de résonance de la cavité cause par définition une chute d'un facteur 2 de la puissance. Il faut donc que la puissance en sortie de l'amplificateur ne soit plus de 13 kW mais 26 kW. Un amplificateur de 20 kWatts (combinaison de deux amplificateurs de 10 kWatts) nous permet de réguler la cavité avec le LLRF seul pour des déviations en fréquence allant jusqu'à environ 30 Hz.

3.2.62 Résultats obtenus sans et avec régulation du système d'accord

Selon le type de faisceau les cavités seront amenées à fonctionner à des champs accélérateurs très faibles, d'une centaine de kVolts/m à 6.5 MV/m. Cela signifie que durant les tests sans faisceau, l'amplificateur doit fonctionner entre 1 Watts et 2000 Watts, avec un couplage de 10^6 (cf. **équation (3-129)**). Ceci demande une dynamique trop importante en entrée et en sortie du LLRF nous obligeant à rajouter ou retirer des atténuations sur la commande de l'amplificateur et sur la mesure de la puissance transmise pour éviter les saturations des commandes I et Q.

Les résultats obtenus lors des tests en cryomodule sont très bons quelque soit le champ accélérateur. Durant la régulation, l'écart type de l'amplitude du champ a été maintenue en-dessous de 1% et la phase à mieux que 1° [JOLY08] (cf. **Figure 3-96**).

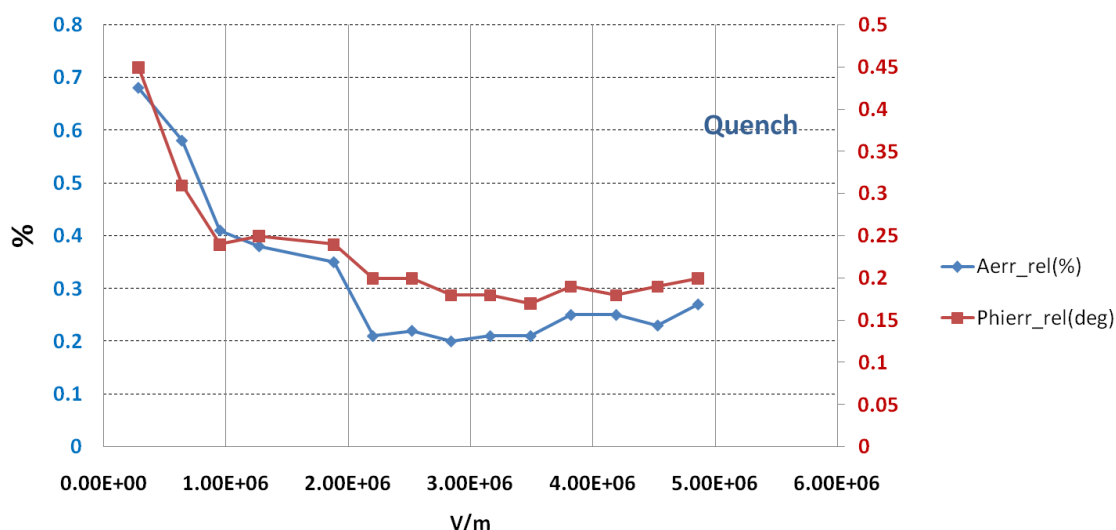


Figure 3-96 : Evolution de l'erreur relative (donnée par l'écart type) en amplitude (bleu) et des variations en phase (rouge) en fonction du champ accélérateur pendant les tests de régulation avec le LLRF. Figure extraite [JOLY08].

Afin de tester les limites du LLRF, des perturbations supplémentaires en amplitude et en phase ont été ajoutées dans la boucle de régulation. Un atténuateur de signal et un déphaseur, commandés par un générateur de signaux, sont insérés en sortie du LLRF pour moduler le signal de commande. Des perturbations d'environ 7 % en amplitude et au maximum 45° en phase ont été effectuées à différents niveaux de champ. Les résultats sont encore très satisfaisants. L'erreur a été gardée inférieure à 1% (cf. **Tableau 3-13**).

Tableau 3-13 : Synthèse des différents résultats obtenus en régulation LLRF avec perturbations

Champ accélérateur (MV/m)	Modulation d'amplitude (%)	Modulation phase (°)	Ecart type de l'amplitude (%)	Erreur en phase (°)
0.150	7	/	1	< 1
2	7	/	0.2	< 1
3	/	45	< 1	0.8
6	7	/	1	< 1

En exploitation, le LLRF et le système d'accord opèreront en parallèle. Comme le montre **Figure 3-95b**, la boucle de régulation du système d'accord (cold tuning system) est dépendante de celle du LLRF. Ainsi de mauvais paramètres de régulation peuvent rendre le système instable (cf. **(3) Figure 3-97**).

Le décalage entre la fréquence de résonance de la cavité et celle du signal incident est déterminé à partir de la différence de phase entre les signaux incidents et transmis mesurée par le LLRF. D'après la **Figure 3-94b**, cette différence est nulle à l'accord parfait et varie positivement (ou négativement) si la fréquence de la cavité diminue (ou augmente). Ceci génère un signal d'erreur signé. Il est traité par un correcteur PID et envoyée au moteur du système d'accord.

Pour être compatible avec la régulation LLRF, le recouvrement des domaines de régulation des deux boucles doivent être limité. Ainsi, pour des variations de fréquence rapides et inférieures à ± 5 hertz, seul le LLRF est en régulation. Le plongeur n'intervient

que lorsque les variations dépassent les 5 Hz (cf **(2) Figure 3-97**). Ceci permet également de soulager le moteur du plongeur qui serait sollicité en continu. Le temps de réponse de la boucle de régulation du plongeur a été également ralenti en effectuant une moyenne glissante d'une seconde sur les variations de phase. De plus, les consignes du moteur générées par l'erreur de positionnement ne sont envoyées que toutes les 500 millisecondes. Cette configuration, non réellement optimisée, a déjà permis d'obtenir de bons résultats (cf. **Figure 3-97**). La fréquence de résonance de la cavité a été perturbée par des variations de pression du bain d'hélium. Les variations de phase restent inférieures à la bande passante de la cavité (cf **(1) Figure 3-97**) pour des variations plus lentes que 0.4 mbar/s.

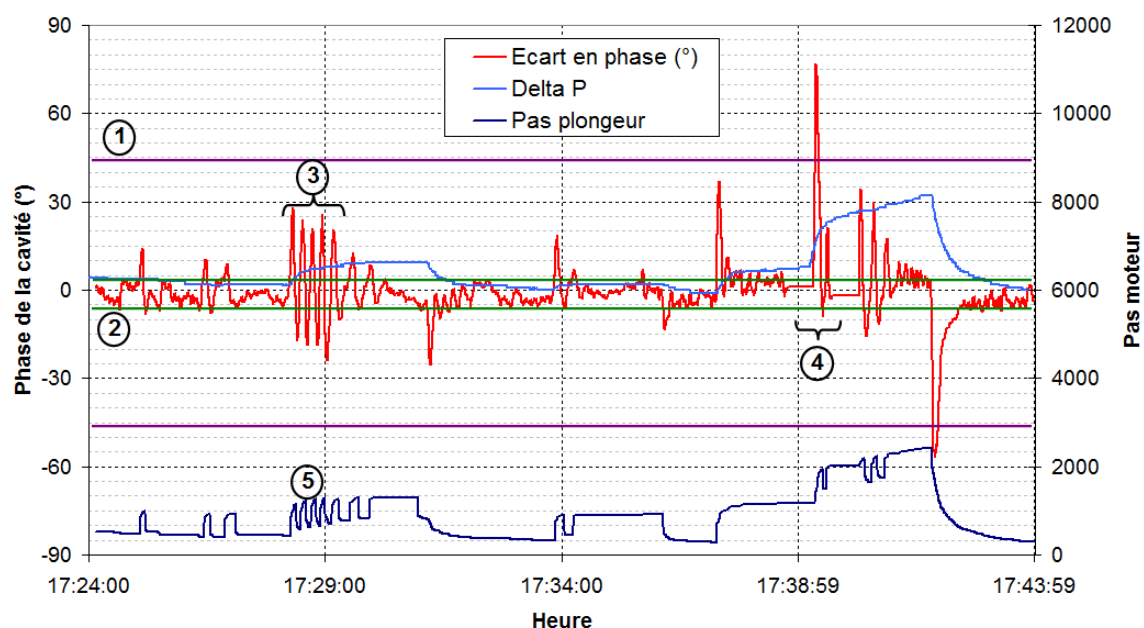


Figure 3-97 : Variation de la phase du champ accélérateur (courbe rouge) pendant la régulation du LLRF et système d'accord en parallèle. Les perturbations sont créées par pressurisation du bain d'hélium (courbe bleue claire). Les mouvements du plongeur sont donnés par la courbe bleue foncée. (1) : les traits violets délimitent la bande passante de la cavité ($\pm 45^\circ$). (2) : les traits verts encadrent la « zone morte » de stabilité du plongeur. (3) : instabilités de la phase causées par un temps de réponse trop petit. (4) : dépassement de la bande passante causée par une perturbation de pression trop rapide (> 1 mbar/s).

Remarques :

- Des problèmes de régulation ont été observés à plusieurs reprises lors de variations de phase trop rapides et trop importantes. Ceci provenait de la définition de la phase de référence. En effet, si celle-ci est trop proche des bornes 0° ou 360° , l'erreur de positionnement générée par la différence entre les phases des signaux incidents et transmis peut changer de signe à cause du passage brusque entre 0° et 360° . Ceci est évité en définissant une phase de travail proche de 180° .

- La correction de l'hystérésis mécanique s'est avérée très efficace notamment en terme de gain de stabilité et rapidité. Elle consiste en un déplacement très rapide du moteur d'un nombre de pas prédéfini. La correction intervient à chaque fois que le sens de déplacement du moteur change (cf **Figure 3-97**). L'hystérésis du système d'accord est d'environ $70 \mu\text{m}$ soit 420 pas.

- Les paramètres dérivé et intégral du PID de la boucle de régulation du plongeur ont été gardés à 0. Seul le facteur proportionnel a été utilisé et gardé à 1.

3.3 Caractérisation des perturbations subies et générées en configuration machine

Le facteur de qualité d'une cavité accélératrice supraconductrice est tel que la moindre variation d'un paramètre peut perturber la fréquence de résonance de la cavité. Les vibrations mécaniques générées par l'environnement extérieur, les fluctuations de la pression du circuit hélium, les défauts de régulation de l'écran cuivre peuvent la perturber. Le but ici est de quantifier leur contribution aux variations de la fréquence de la cavité. Nous étudierons également ici l'émission X et le quench d'une cavité dans les conditions de sur-couplage. L'étude des vibrations mécaniques est faite dans la partie 4 de ce manuscrit car fait parti d'une étude plus approfondie.

3.3.1 Stabilité de la fréquence sans régulation

Cette mesure est effectuée en boucle auto-oscillante. Le champ est gardé constant. La fréquence de la boucle est mesurée, avec une précision d'un hertz, par un fréquencemètre au rythme d'une mesure par seconde. Le système est laissé à lui-même durant plusieurs minutes afin d'identifier les différentes causes d'instabilité. La **Figure 3-98** illustre deux mesures effectuées durant la première campagne de test en janvier 2008 et la deuxième en janvier 2009. Des améliorations ont été apportées entre temps :

- Retrait de la tresse de thermalisation sur la barre de contrôle du plongeur mobile
- La régulation de la température de l'écran cuivre est faite à température fixe et n'est plus une régulation tout ou rien entre 80 et 100K. Les variations de température, à l'origine de 30K ont été réduites à 10K.

La stabilité de la fréquence a été nettement améliorée, ne dépendant a priori plus que des oscillations de la pression du bain d'hélium. Ces cycles d'une période d'une vingtaine de minutes proviennent très certainement du système de récupération de l'hélium en fonctionnement à l'IPN.

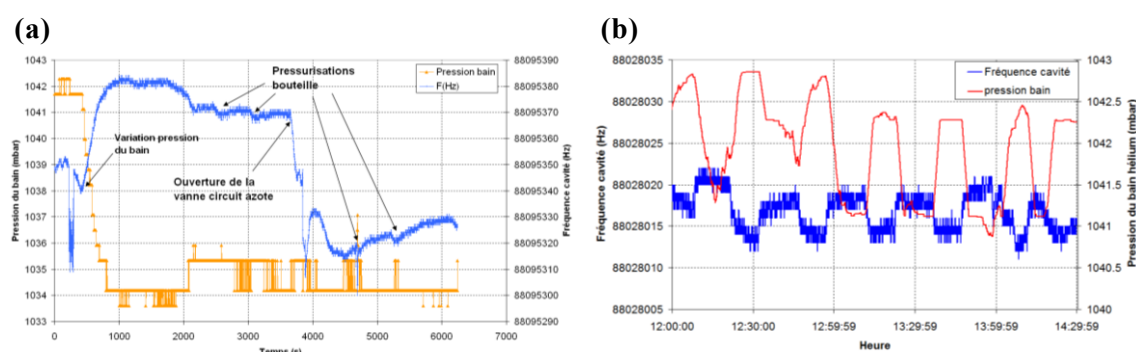


Figure 3-98 : Perturbations de la fréquence de la cavité et identification des différentes sources. (a) stabilité mesurée durant les tests en janvier 2008 sur la cavité présérie Tokyo. (b) Stabilité mesurée durant les tests en janvier 2009 après optimisation du cryomodule sur la cavité de série Erentrude (MB02).

L'histogramme de la distribution de la fréquence de deux cavités en configuration machine a été également tracé.

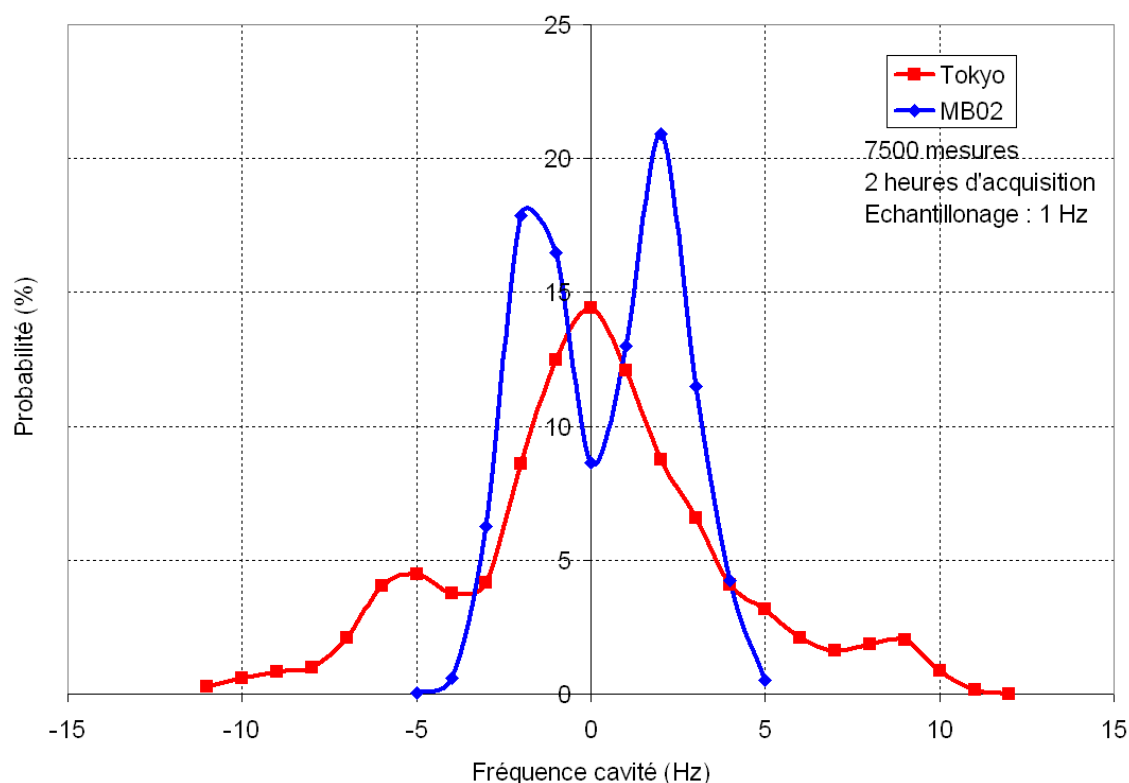


Figure 3-99 : Distribution de la fréquence de deux cavités (Présérie Tokyo et Série MB02) testées en configuration machine (janvier 2009). La fréquence de la boucle auto-oscillante est mesurée par un fréquencesmètre avec un taux d'échantillonnage de 1 Hz.

3.3.11 Sensibilité de la cavité aux variations de pressions et pertes de charge

La pression du bain d'hélium est l'une des principales causes de variation de fréquence. La surface de contact entre la cavité et le circuit hélium étant volontairement très importante pour refroidir efficacement les dissipations RF, les moindres perturbations du bain sont de ce fait transmises à la cavité (cf. **Figure 3-100**). Celles-ci peuvent être créées par la cavité elle-même ou par le circuit en amont (état d'ouverture de la vanne de remplissage) et en aval (circuit de récupération d'hélium). Ainsi une augmentation du débit d'hélium entraîne une variation de pression et donc de fréquence. Les pertes de charge dépendant essentiellement des parties chaudes, c'est à dire en sortie de boîte à vanne après le réchauffeur, ne sont pas représentatives pour la future installation. Cet aspect sera à caractériser sur place.

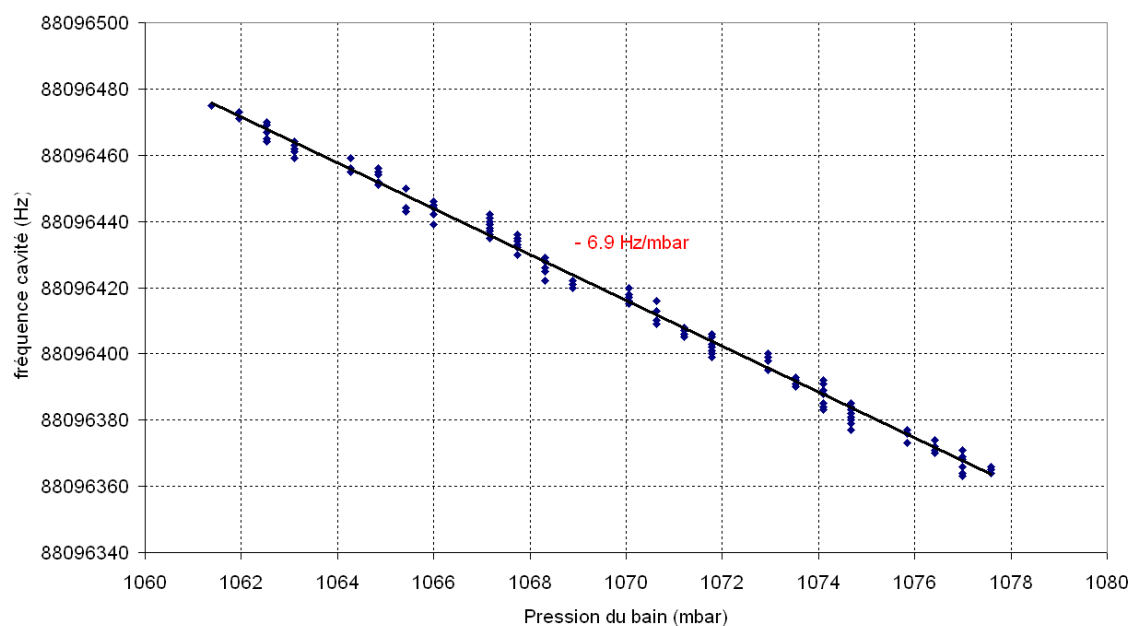


Figure 3-100 : Variations de la fréquence de la cavité Tokyo en fonction de la pression du bain. L'interpolation linéaire donne une sensibilité d'environ -7 Hz/mbar.

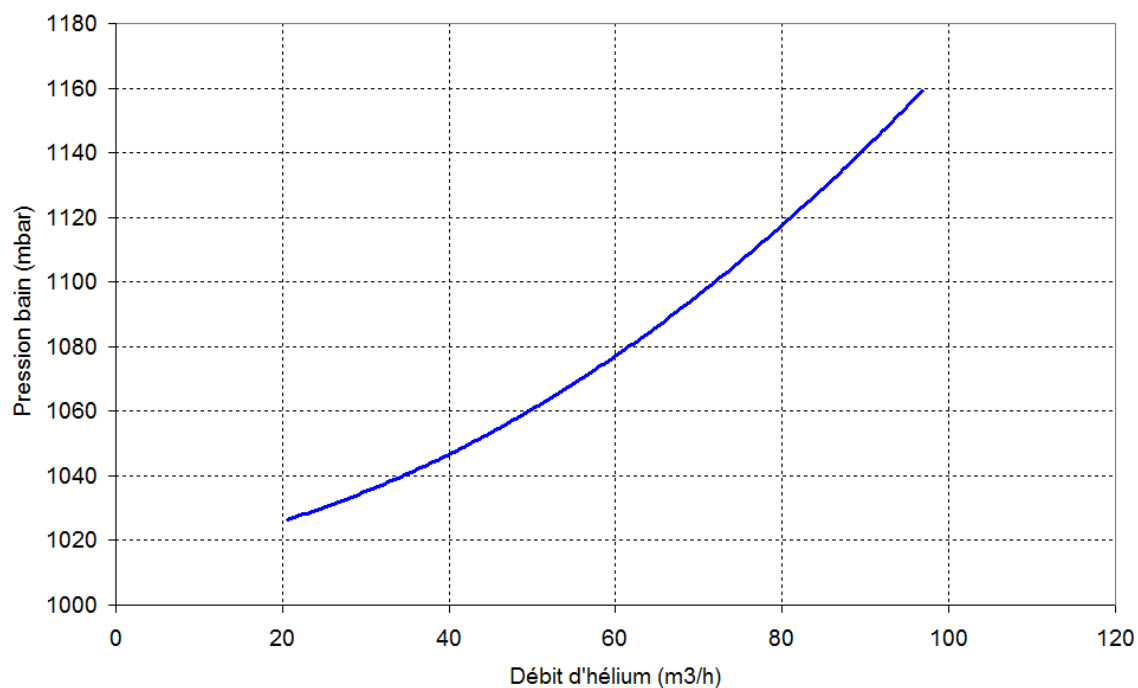


Figure 3-101 : Courbe d'interpolation de la perte de charge en fonction du débit d'hélium. Mesure prenant en compte les pertes de charges liées au circuit de récupération d'hélium de l'IPN.

3.3.12 Les forces de Lorentz ou pression de radiation

Les champs électromagnétiques mis en jeu dans la cavité accélératrice sont tels que sa structure subie des déformations. Elles sont certes de l'ordre de quelques μm mais sont suffisantes pour faire varier la fréquence de résonance de la cavité de plusieurs dizaines d'hertz. Les courants de surfaces induits dans le matériau par les champs magnétiques de surface et soumis à ce même champ, sont sujets aux forces de Lorentz. Nous ne détaillerons ici que la contribution du champ magnétique afin de simplifier la démarche.

Dans l'approximation d'un conducteur parfait, le courant induit par un champ magnétique \mathbf{B} peut s'écrire

$$\vec{n} \wedge \vec{B}(\omega, t) = \mu_0 \cdot \vec{J}_S(\omega, t) \quad (3-136)$$

Avec \mathbf{n} un vecteur unitaire normal à la surface et orienté vers l'intérieur (du côté des zones de champ), μ_0 la perméabilité du vide et \mathbf{J}_S la densité de courant de surface. De même, la force de surface exercée s'écrit :

$$d\vec{F}(\omega, t) = \vec{J}_S(\omega, t) \cdot dS \wedge \vec{B}(\omega, t) \quad (3-137)$$

En injectant **(3-136)** dans l'équation **(3-137)**, on en déduit la formule

$$\frac{d\vec{F}(\omega, t)}{dS} = \frac{\vec{n} \wedge \vec{B}(\omega, t)}{\mu_0} \wedge \vec{B}(\omega, t) = \frac{-B(\omega, t)^2}{\mu_0} \cdot \vec{n} \quad (3-138)$$

La force est en tout point normale à la surface. Elle a tendance à « pousser » les parois et donc à augmenter le volume de résonance induisant une diminution de la fréquence de résonance. Les forces varient au rythme des variations du champ c'est à dire 88 MHz. L'inertie d'une telle structure, trop élevée pour vibrer à cette fréquence, filtre les oscillations pour n'induire finalement qu'une variation de fréquence fixe à un champ donné. En intégrant la force créée sur une période RF on obtient

$$\frac{d\vec{F}_{\text{moy}}^B}{dS} = -\frac{1}{\mu_0} \int_0^T B_{\text{max}}^2 \cdot \cos^2(\omega \cdot t) \cdot dt = -\frac{B_{\text{max}}^2}{2 \cdot \mu_0} \cdot \vec{n}$$

et par équivalence pour le champ E^a (3-139)

$$\frac{d\vec{F}_{\text{moy}}^E}{dS} = \varepsilon_0 \cdot \frac{E_{\text{max}}^2}{2} \cdot \vec{n}$$

A noter que les contributions du champ électrique et magnétique sont de signes opposés. Le champ électrique a tendance à « tirer » les parois et donc à réduire le volume.

^a La pression de radiation exercée par le champ électrique peut être retrouvée à partir de l'équation de Maxwell-Faraday, expression du rotationnel du champ électrique en fonction de la dérivée temporelle du champ magnétique.

Ainsi il est d'usage d'écrire la variation en fréquence en fonction du champ accélérateur en définissant le paramètre K_{Lorentz} :

$$\Delta f = K_{\text{Lorentz}} \cdot E_{\text{acc}}^2 \quad (3-140)$$

Avec K_{Lorentz} dépendant de la rigidité de la cavité, de sa géométrie et des facteurs $B_{\text{pk}}/E_{\text{acc}}$ et $E_{\text{pk}}/E_{\text{acc}}$.

La géométrie des cavités quart-d'onde, notamment la présence de parties relativement flexibles comme le stem (partie intérieure de la cavité) la rend relativement sensible à ce phénomène (cf. **Figure 3-102**). Les variations de fréquence évoluent dans le même sens que celles induites par les variations de la pression du bain : la fréquence diminue quand le champ augmente. Ces désaccords en fréquence (cf. **Figure 3-103**), constants à champ fixe, sont facilement compensables par le plongeur mobile.

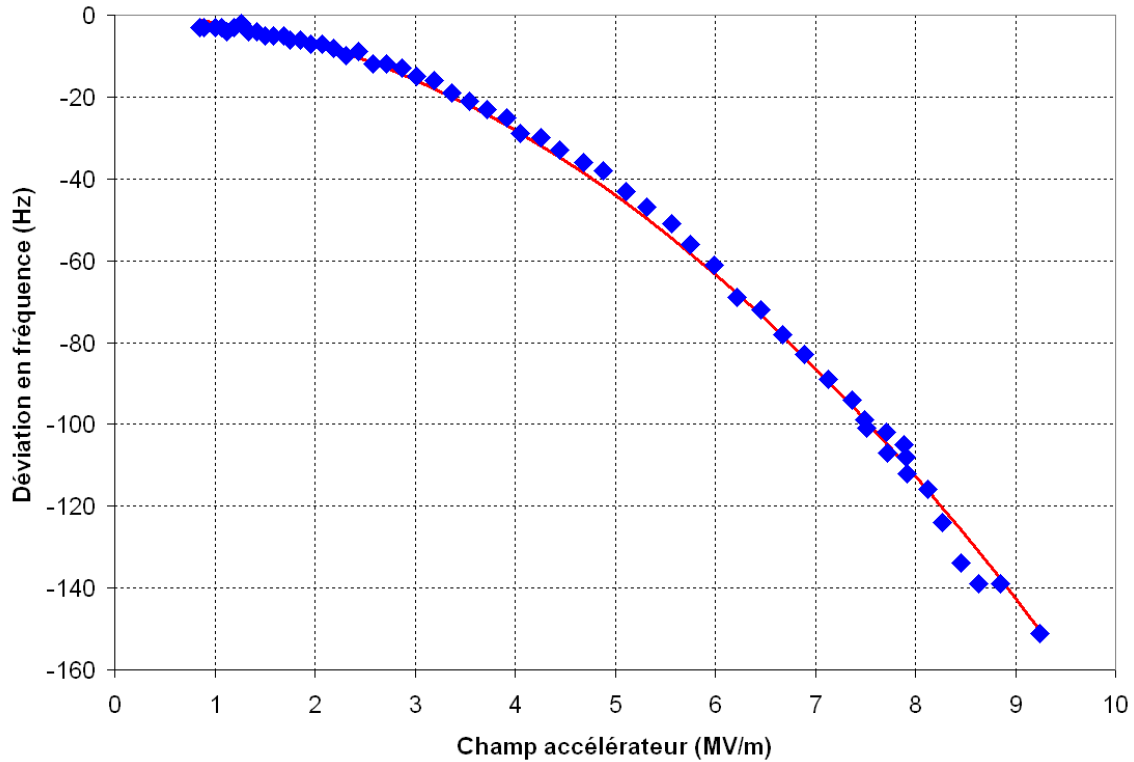


Figure 3-102 : Variations de la fréquence de résonance de la cavité sous l'effet des forces de Lorentz. Une sensibilité d'environ $-1.8 \text{ Hz}/(\text{MV/m})^2$ a été mesurée sur la cavité Erentrude (MB02).

D'une manière plus générale, la variation en fréquence ΔF causée par une variation de volume ΔV est donnée par le théorème de Slater [SLATER50] :

$$\frac{\Delta F}{f_0} = -\frac{1}{4 \cdot U} \iiint_{\Delta V} (\mu_0 H^2 - \epsilon_0 E^2) dV \quad (3-141)$$

Avec f_0 la fréquence de résonance de la cavité, U l'énergie stockée dans la cavité. A noter que la contribution des champs magnétique et électrique s'oppose. Une

augmentation du volume magnétique diminue la fréquence alors qu'une augmentation du volume électrique augmente la fréquence.

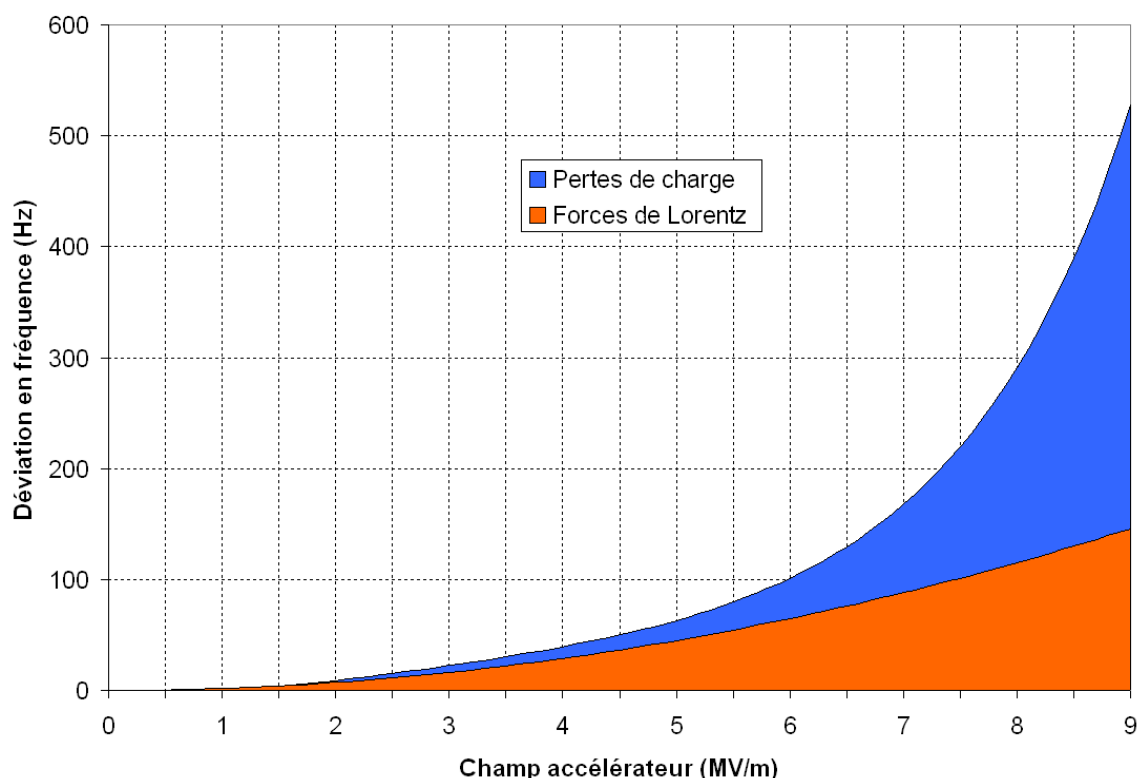


Figure 3-103 : Variations en valeur absolue de la fréquence de résonance de la cavité en fonctionnement sous l'effet des forces de Lorentz et des pertes de charges. Il faut compter, dans la configuration de test à l'IPN une variation totale de – 130 Hz à un champ de 6.5 MV/m.

3.3.2 Etude de l'émission X

L'étude menée ici, très sommaire, consistait à localiser les directions d'émission X privilégiées. Elle a été entreprise principalement pour des raisons de sûreté et non pour localiser les sites émetteurs. L'émission X est attendue essentiellement au niveau de la noix en bout du stem (cf. **ANNEXE 3 : cartes de champ de la cavité Spiral2 $\beta = 0.12$**).

Les mesures ont été effectuées à l'aide de trois dosimètres opérationnels type DMC 90^a. Ils donnent le débit de dose maximum auquel ils ont été soumis en milli Sievert par heure. Ils ont été disposés à différents endroits, collés à l'enceinte à vide. Le **Tableau 3-14** regroupe l'ensemble des mesures avec un champ accélérateur de 6.5 MV/m. La **Figure 3-104** matérialise l'emplacement des points de mesures.

^a Distribué par Merlin Guerin

Tableau 3-14 : Mesures de débit de dose en mSv/h en différents points.

Points de mesure	Mesure 1	Mesure 2	Mesure 3	Mesure 4	Mesure 5
1 (axe faisceau)	3	3.5			
2 (90° de l'axe faisceau)	8	6			
3 (45° de l'axe faisceau)	21	21.5	21	19	22
4 (coupleur de puissance)					10.5
5 (45° en dessous)				8.5	
6 (45° au dessus)				5	
7 (platine supérieure)					0.2
8 (22.5° de l'axe faisceau)			23		
9 (67.5° de l'axe faisceau)			9		
10 (axe faisceau)	0.12	0.12	0.12	0.12	0.12

Remarques :

- Afin d'assurer une bonne cohérence des mesures, un dosimètre dit de référence (point de mesure 3 à 45° de l'axe faisceau) a été défini. De même une sonde X faible dose, type Bara31 d'Eurisys, est placée dans l'axe faisceau mais à l'opposé de la cavité testée (point de mesure 10, symétrique du point de mesure 3).

- Le point de mesure 7 est situé sur la platine supérieure à la verticale de la cavité testée.

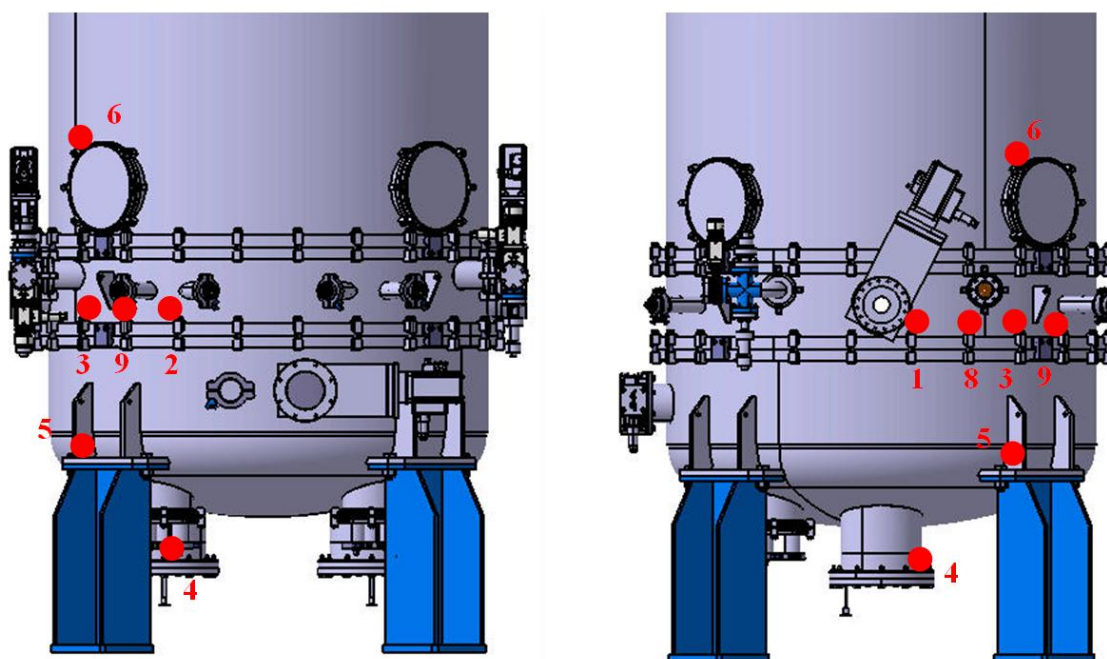


Figure 3-104 : Position des différentes mesures de débit de dose récapitulées dans le tableau ci-dessus.

Nous retrouvons bien que les directions privilégiées d'émissions se trouvent dans le plan défini par l'axe faisceau et l'horizontale. Le maximum d'émission n'est pas mesuré dans l'axe faisceau mais à environ 22.5°. Quant à l'activité mesurée sur l'axe vertical, celle-ci est importante vers le bas, en direction du coupleur de puissance et négligeable vers le haut. Ceci laisse à penser que l'émission électronique est effectivement et essentiellement dispersée sur toute la surface de la noix.

3.3.3 Etude du quench en sur-couplage

3.3.3.1 Comportement

Nous l'avons vu dans le sous-chapitre **2.3.3** portant sur le quench en cryostat vertical, qu'il s'agit de la transition de l'état supraconducteur à l'état conducteur normal d'une partie de la surface de la cavité. Ceci provoque la chute du facteur Q_0 et l'augmentation de la puissance dissipée dans la cavité.

Dans la configuration en cryostat vertical, c'est-à-dire en léger sous-couplage à haut champ, une cavité quenchée récupère d'elle-même. La chute de Q_0 induit une chute du facteur de couplage β_i (s'éloignant de la valeur critique) et donc de la puissance injectée ($P_i - P_r$) dans la cavité. Une fois la puissance dissipée dans la cavité suffisamment basse, les zones ayant transitées se refroidissent à nouveau, le facteur Q_0 et la puissance injectée remontent. Le fait d'être légèrement sous-couplé au moment du quench autorise la récupération totale (cf. **Figure 3-105a**).

Dans la configuration machine, c'est-à-dire en sur-couplage, une cavité quenchée ne peut récupérer d'elle-même et peut endommager le cryomodule dans les cas les plus défavorables. La chute du facteur Q_0 fait tendre, cette fois-ci, le facteur de couplage β_i vers 1 et donc la puissance injectée dans la cavité augmente. Si une grande surface de la cavité transite et que le facteur Q_0 chute à une valeur très petite devant Q_i , la puissance injectée dans la cavité monte dans un premier temps pour atteindre un maximum ($P_c = P_i$) puis retombe et tend vers une valeur très petite. La puissance injectée étant limitée, la partie transitée diminue, le facteur Q_0 récupère lentement. Dans ce cas là, on comprend bien que le fait d'être sur-couplé ($\beta_i \gg 1$) avant le quench et sous-couplé ($\beta_i \ll 1$) en fin de quench rend impossible la récupération totale de Q_0 . Cela supposerait d'injecter dans la cavité plusieurs kilowatts sans quencher au moment de passer la criticité. L'arrêt de la RF est donc indispensable. (cf. **Figure 3-105b**)

Dans le cas le plus défavorable, c'est-à-dire que le facteur Q_0 stagne à une valeur proche de Q_i , la puissance injectée dans la cavité reste très élevée (cf. **Figure 3-106**). Le débit d'hélium explose faisant augmenter la pression du bain à cause des pertes de charge. Le circuit d'hélium liquide peut être endommagé si les sécurités ne coupent pas la RF suffisamment rapidement.

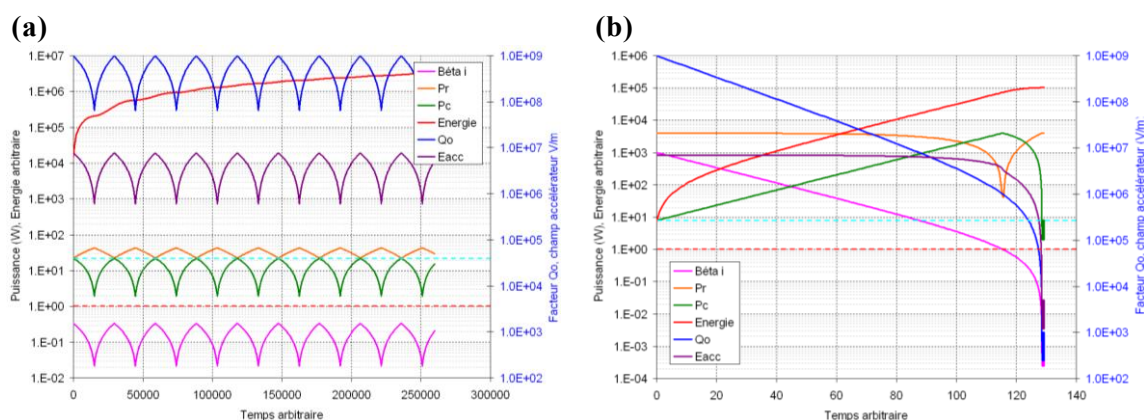


Figure 3-105 : (a) Evolution des différentes caractéristiques de la cavité durant un quench en situation de léger sous-couplage (configuration cryostat vertical). (b) Evolution des mêmes caractéristiques durant un même quench mais en situation de sur-couplage (configuration machine). La diminution du facteur Q_0 est suffisante pour que l'énergie déposée par la RF reste très petite. A noter que la dynamique du quench simulé n'est pas correcte ici, seule l'évolution des différentes grandeurs en terme d'amplitude nous importe.

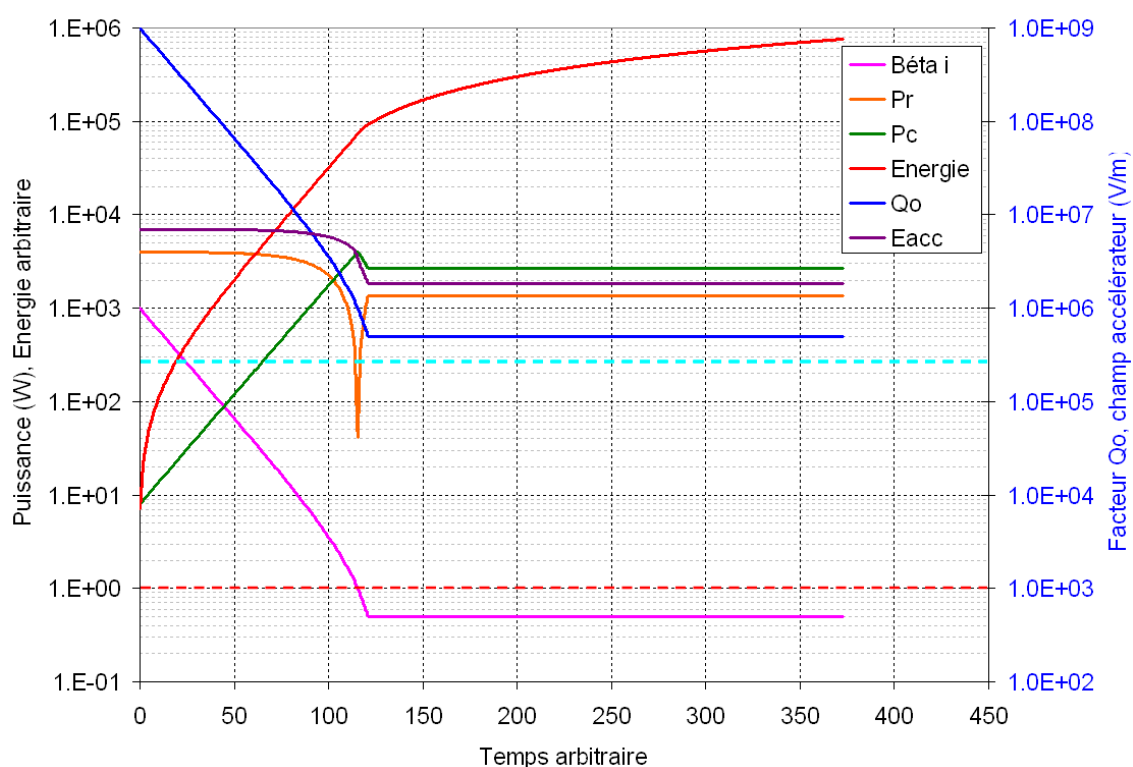


Figure 3-106 : Evolution des mêmes caractéristiques durant un quench en situation de sur-couplage (configuration machine). Cas le plus défavorable car la chute du facteur Q_0 est telle qu'il stagne à une valeur proche du couplage Q_i . La puissance injectée dans la cavité reste donc très élevée. L'énergie déposée par la RF augmente très rapidement (courbe rouge). A noter que la dynamique du quench simulé n'est pas correcte ici, seule l'évolution des différentes grandeurs en terme d'amplitude nous importe.

3.3.32 Mesures effectuées et localisation

Afin de comprendre et localiser les quenches observés, trois sondes de températures ont été installées dans le plongeur, sur le haut du stem et le fond de la cavité, seuls endroits accessibles lorsque le tank hélium est installé. A l'occasion des quenches à haut champ ($> 7\text{MV/m}$), aucune élévation de température conséquente n'est mesurée. Contrairement à la sonde sur le fond de la cavité, les sondes dans le plongeur et le haut du stem sont plongées dans l'hélium liquide, le saut en température lors d'un quench n'y est donc pas aussi perceptible et est difficilement détectable avec l'instrumentation couramment utilisée (multiplexeur) pour le suivi des températures (cf. **Figure 3-107**). L'utilisation d'une carte d'acquisition rapide avec une meilleure précision de mesure nous a permis de mieux comprendre le phénomène.

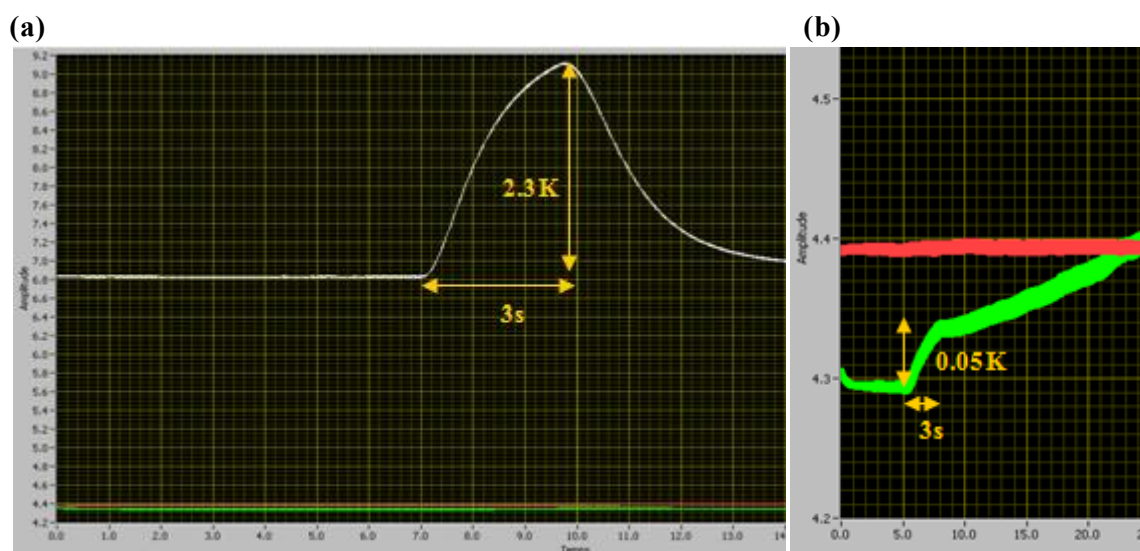


Figure 3-107 : (a) : Quench observé sur le fond de la cavité. La température passe de 6.8K à 9.1K en moins de trois secondes. Le quench est nettement visible car cette partie de la cavité n'est pas en contact avec l'hélium liquide. (b) : Quench détecté sur le plongeur. Le saut en température est plus petit que 0.05K. Dans ce cas, la sonde de température baigne dans l'hélium liquide, l'augmentation en température n'est donc pas visible.

Les quench observés à l'occasion des tests en cryomodule montrent que la chute du Q_0 est telle que la puissance injectée dans la cavité après plusieurs secondes stagne à plusieurs centaines de Watts (cf. **Figure 3-108**). Ceci correspond donc au troisième cas vu précédemment soit le plus défavorable (cf. **Figure 3-106**).

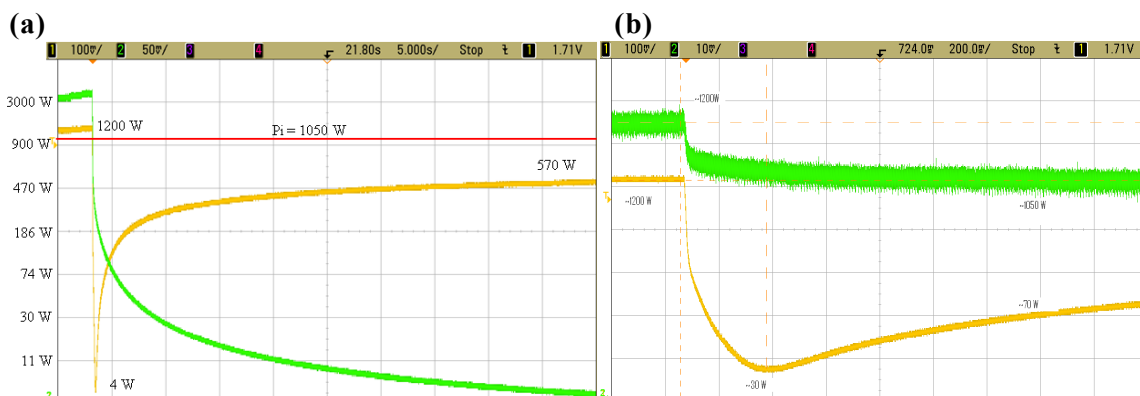


Figure 3-108 : Copie d'écran d'oscilloscope représentant l'évolution des puissances incidente, transmise et réfléchié durant un quench d'une cavité sur-couplée. (a) Vue générale de P_r (jaune) et P_t (vert). L'échelle indiquée à gauche n'est valable que pour la puissance réfléchié. La puissance réfléchié chute puis remonte pour stagner à environ 570 Watts. La puissance incidente est gardée à 1050 Watts. (b) Zoom sur les premières secondes du quench. En jaune la puissance réfléchié et en vert la puissance incidente. A noter que la puissance incidente chute au moment du quench passant de 1200 à 1050 Watts.

Le quench étudié ici a été obtenu à plusieurs reprises que ce soit à l'occasion des premières montées en champ ou lors de quench en fin de courbe. Afin de mesurer correctement l'évolution des puissances, la puissance RF incidente a été maintenue durant 50 secondes environ à 1050 Watts. Le suivi de la puissance réfléchié nous permet d'estimer la puissance réellement injectée dans la cavité (cf. **Figure 3-109b**) en utilisant l'équation (3-102). Nous en déduisons l'énergie réellement déposée dans la cavité au cours du temps. Après 50 secondes, celle-ci atteint environ 37000 Joules.

Ce quench a causé une surconsommation d'hélium très surprenante et conséquente s'étalant sur une dizaine de minutes malgré le fait que la puissance RF ait été coupée (cf.

Figure 3-109a). Par intégration du débit supplémentaire, nous en déduisons la puissance extraite par l'hélium liquide. Nous supposons pour cela que la puissance est uniquement absorbée par « la chaleur latente » du liquide.

Ainsi :

$$E_{abs} = V_{gaz} \cdot \frac{\rho_L^2}{\rho_g} \cdot l_v \quad (3-142)$$

Avec ρ_L et ρ_g les densités du liquide à 4.2 K et du gaz dans les conditions normales de température (273 K) et de pression (pression atmosphérique). l_v la chaleur latente de vaporisation. Données prises dans [CRYODATA05].

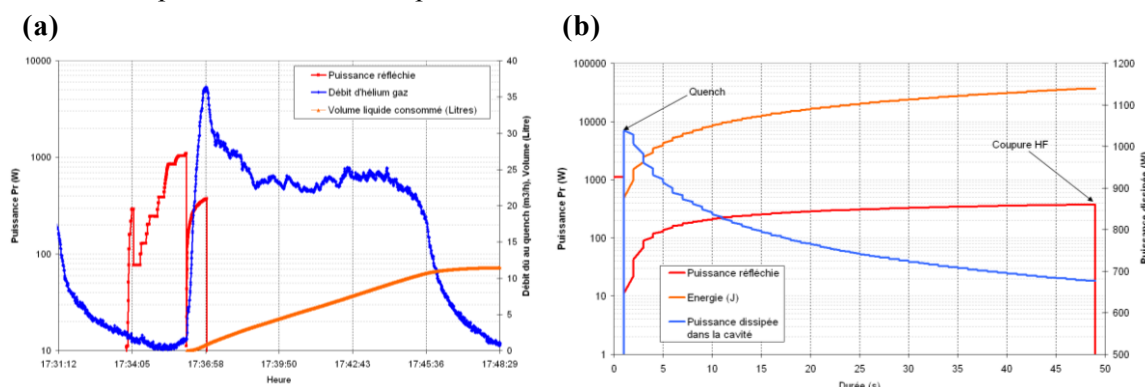


Figure 3-109 : Suivi de différentes grandeurs durant un quench en cryomodule. La puissance RF est laissée pendant environ 50 secondes. (a) Evolution de la puissance réfléchie, du débit d'hélium supplémentaire dû au quench et de la surconsommation d'hélium liquide. Le débit reste très élevé pendant plus de 10 minutes. (b) Evolution de la puissance réfléchie, puissance dissipée dans la cavité et de l'énergie déposée dans la cavité par la RF durant le quench.

Dans le cas du quench, l'application numérique donne une énergie totale de 30000 Joules, soit environ 20 % de moins que l'évaluation à partir des données RF. Toute cette puissance RF a donc bien été dissipée dans le bain d'hélium. Le fait que le débit d'hélium en sortie de cryomodule reste anormalement élevé et constant pendant plusieurs minutes même sans aucun apport d'énergie laisse à penser que la température a augmenté significativement. La localisation du quench sur le plongeur a été confirmée lors du dépouillement des données et du démontage du cryomodule à la fin des tests.

La majorité des quenches observés sont effectivement localisés sur le plongeur. Les quenches sur le fond apparaissent durant les premières montées en champ ou durant le conditionnement des cavités. Les champs magnétiques étant faibles dans cette partie de la cavité, ils sont causés par une émission de champ trop intense faisant transiter le Niobium sous l'effet de la température.

Les quenches sur le plongeur quant à eux, sont des quenches magnétiques. Cependant, il a été montré (cf. **partie 4, Etude des champs de surface**) que les champs magnétiques de surface sur le plongeur restent inférieurs aux champs de surface sur la cavité. Le plongeur ne devrait donc pas quench avant la cavité si celui-ci possède un état de surface aussi bon que celui de la cavité. Cette limitation provient donc d'un état de surface moins bon ou de la présence d'un défaut intrinsèque au matériau. Les plongeurs n'avaient effectivement subi qu'une attaque chimique superficielle sans aucun rinçage haute pression à l'occasion de ce test.

Partie 4

Etudes approfondies pour le
fonctionnement des cavités
accélératrices
supraconductrices appliquées
aux cavités Spiral2

Cette partie regroupe trois études approfondies très distinctes menées durant toute la période de la thèse. Elles ont été effectuées dans le cadre du projet Spiral2, c'est-à-dire à partir des cavités Spiral2 et des résultats expérimentaux obtenus avec les premières cavités construites.

Dans un premier temps, nous cherchons à caractériser le système d'accord par plongeur mobile, à l'aide d'une approche électromagnétique à partir de simulations numériques. Ensuite, nous aborderons l'étude effectuée sur les microphonies, perturbations mécaniques rapides engendrées par l'environnement des cavités pouvant avoir un effet non négligeable sur leur performance. Finalement, nous étudierons les origines des diverses contributions à la résistance de surface d'une cavité supraconductrice en mettant notamment l'accent sur le phénomène appelé « effet 100K ».

1. Etude électromagnétique du système d'accord par plongeur mobile

1.1 Présentation de la problématique

- 1.1.1 Pourquoi réguler la fréquence de la cavité
- 1.1.2 Présentation des différentes perturbations
- 1.1.3 Cahier des charges d'un système d'accord

1.2 Simulations électromagnétiques effectuées

- 1.2.1 Cadre de l'étude
- 1.2.2 Sensibilité en fréquence selon la géométrie du plongeur
- 1.2.3 Etude des champs de surface
- 1.2.4 Etude des champs de fuite
- 1.2.5 Dissipations additionnelles causées par le plongeur

1.3 Discussion et stratégie

1.1 Présentation de la problématique

1.1.1 Pourquoi réguler mécaniquement la fréquence d'une cavité

Les conditions de synchronisme drastiques entre la phase du champ électromagnétique de chaque cavité et le passage des particules et cela tout au long de l'accélération ne donnent pas d'autres possibilités que d'alimenter chaque cavité à exactement la même fréquence. Nous avons vu également que le maintien d'un champ électromagnétique constant est impératif sous peine de faire perdre le synchronisme lors du passage dans les cavités en aval. Or le comportement passe bande d'une cavité résonante impose la régulation de l'amplitude et de la phase de la source de puissance afin de compenser leurs variations lorsque la fréquence propre de la cavité est perturbée. Tout ceci est géré à l'aide du LLRF, comme présenté dans la partie 3, qui maintient l'amplitude et la phase du champ accélérateur constantes.

Cependant, la compensation de la chute de l'amplitude du champ accélérateur par le LLRF est limitée car dépend de la réserve en puissance de la source RF. La **Figure 4-110** nous montre l'évolution de la puissance du générateur nécessaire pour maintenir un champ constant dans la cavité selon la perturbation en fréquence. On s'aperçoit, qu'un écart d'une demi-bande passante nécessite de doubler la puissance incidente et de la quintupler pour une bande passante d'écart. Une telle réserve de puissance n'est pas envisageable d'un point de vue coût. Dans le cas des cavités B Spiral2, une réserve de 56 % est disponible (20 kWatts pour une puissance nominale de 12.8 kWatts) donnant une capacité de régulation pour des décalages en fréquence de maximum 37.5 % de la bande passante soit environ 30 Hz.

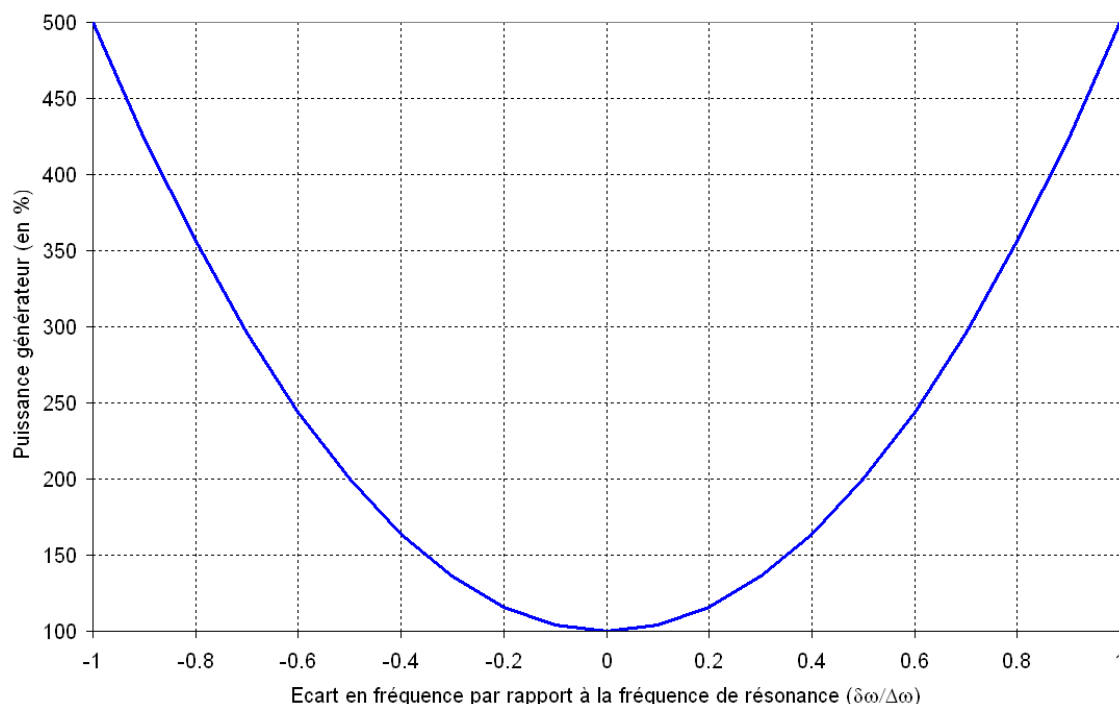


Figure 4-110 : Evolution de la puissance générateur additionnelle nécessaire pour maintenir un champ constant dans la cavité en fonction de l'écart entre la fréquence du générateur et la fréquence propre de la cavité (normalisé par rapport à la bande passante de la cavité).

D'après les résultats obtenus dans la partie 3, les déviations en fréquence dues aux pertes de charge et aux forces de Lorentz surpassent très largement cette bande de régulation. Ceci est vrai d'une manière générale quelle que soit la cavité supraconductrice, leur facteur de qualité étant très élevé. Il est donc indispensable de prévoir un système ayant la capacité d'accorder en fonctionnement la fréquence propre de la cavité à celle du générateur RF et cela sur quelques kHz. Quelle que soit la technologie utilisée, par insertion ou déformation, la fréquence propre de la cavité est corrigée en agissant sur le volume résonant.

1.1.2 Présentation des différentes perturbations de fréquence

Les sources de perturbations de la fréquence de résonance de la cavité sont de diverses origines, soit directement liées au fonctionnement de l'accélérateur et des systèmes annexes, soit provenant de l'environnement. Le tableau ci-dessous (cf **Tableau 4-15**), regroupe de manière non exhaustive les différentes sources de perturbations possibles :

Tableau 4-15 : description des différentes perturbations pouvant modifier la fréquence de la cavité en fonctionnement

Type de perturbation	description	Causée par	Fréquence/Période des perturbations
Microphonies	Vibrations mécaniques	Pompes à vides, vannes, ... cf. Tableau 4-20	De qq dizaines de Hz à plusieurs kHz
Forces de Lorentz	Pression de radiation	Champ électromagnétique	Dépend des variations de la puissance électromagnétique moyenne
Variations de pression	Fluctuations d'approvisionnement	Liquéfacteur	Lent (qq minutes)
	Variations du débit	Pertes de charge en sortie du circuit primaire	Rapide (qq secondes)
	Variation de la pression atmosphérique	Enceinte à vide	Très lent (journalier)
Variations de températures	Régulation du circuit secondaire	Thermalisations sur coupleur	Lent (qq minutes)
	Variation de la température extérieure	Enceinte à vide	Très lent (journalier)

L'ensemble des perturbations présentées ici ne peuvent être corrigées par le système d'accord seul, en particulier les plus rapides c'est-à-dire celles créées par les microphonies ou les forces de Lorentz en régime pulsé. Celles-ci sont prises en charge par le LLRF, boucle de régulation ayant un temps de réponse bien plus petit mais une plage de régulation également plus restreinte qu'un système mécanique. Les deux boucles de

régulation, imbriquées l'une dans l'autre sont complémentaires et doivent opérer en parallèle sans se perturber mutuellement. En effet, si le recouvrement des domaines de régulation, d'un point de vue fréquentiel, est trop important, des instabilités et oscillations peuvent aggraver la situation. Le LLRF gère la composante à haute fréquence (> 1 Hz) d'une perturbation, le système d'accord prend le relais pour la composante à basse fréquence (< 1 Hz).

Durant les tests en configuration machine, la régulation simultanée du système LLRF et du plongeur mobile a permis de réduire les fluctuations du champ accélérateur et de la phase de la cavité à 1 %.

*A l'occasion des tests, la contribution de chaque perturbation a pu être évaluée, en considérant la cavité au champ nominal (cf. **Figure 4-111**).*

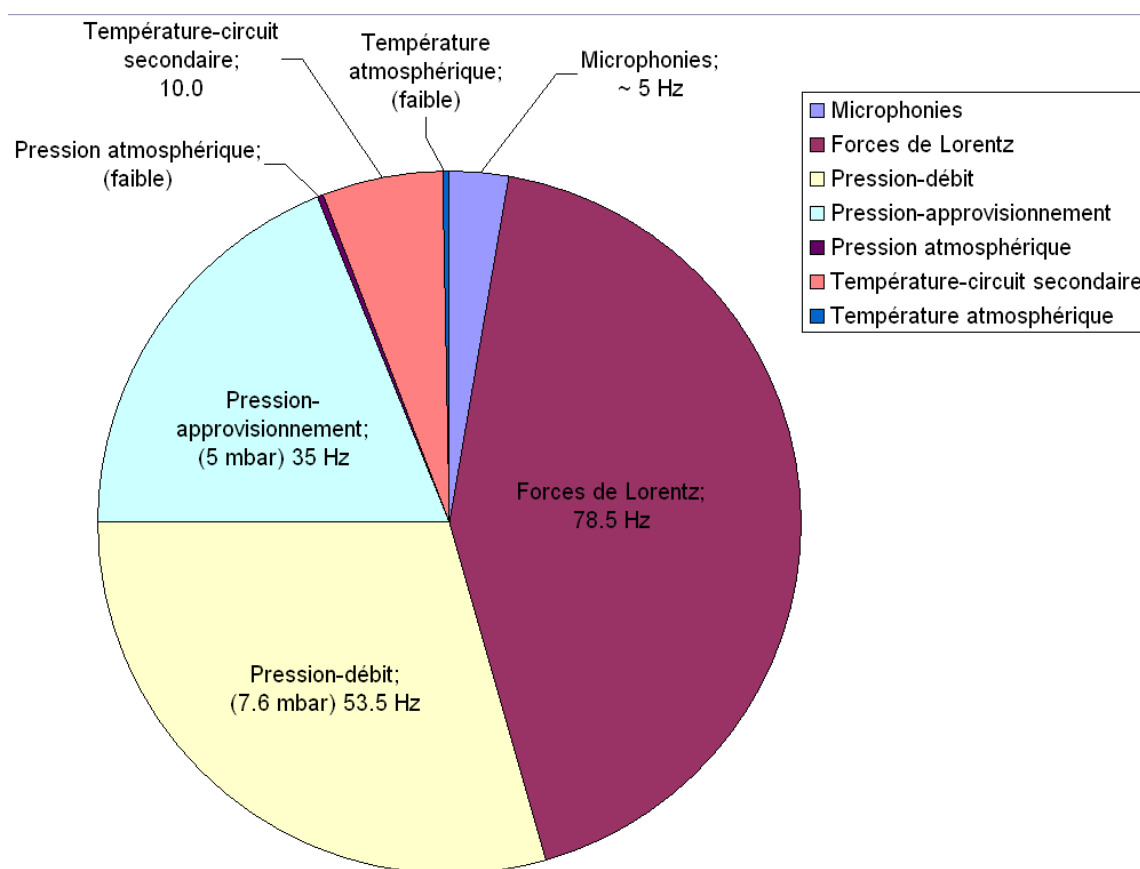


Figure 4-111 : Ordres de grandeur des contributions (en %) aux déviations en fréquence pour chacune des perturbations répertoriées dans le Tableau 4-15. La cavité est considérée au champ nominal et le cryomodule dans un état stable. Le décalage global est d'environ 180 Hz.

Remarques :

- Pour ce qui est de la contribution des microphonies, seul l'effet du bruit de fond est pris en compte ici. Le cas où le cryomodule subit un choc ou une excitation spécifique (fermeture de vanne par exemple) sera étudié plus en détail (cf. **partie 4, Spectre microphonique en configuration machine avec excitation**).

- Dans le cas où la contribution des microphonies est trop élevée et dépasse la capacité de régulation du LLRF, l'implémentation d'un système piézo-électrique au système d'accord en fréquence peut s'avérer nécessaire. Il permet de compenser des

perturbations de plusieurs centaines de Hertz à des fréquences allant jusqu'à quelques kHz, ce que ne peut assurer un moteur pas à pas ou à courant continu.

1.1.3 Cahier des charges d'un système d'accord mécanique par insertion

Outre les spécifications en termes de course totale, linéarité et précision de positionnement déterminées par le projet, il est important que le système d'accord perturbe le moins possible les performances de la cavité. Les systèmes par déformation étant en dehors de la cavité, ne sont pas directement concernés par cet aspect. Ils peuvent cependant ajouter une charge thermique supplémentaire pouvant rendre difficile la mise en froid de la cavité mais n'interviennent en rien dans le bilan RF de la cavité.

Les systèmes d'accord par insertion modifient le volume résonant par insertion d'une pièce supraconductrice dans celui-ci. Ils peuvent donc augmenter significativement la puissance dissipée. La présence d'un port, comme vu dans la partie 2, ajoute des pertes RF en fonction du couplage entre l'onde électromagnétique et le plongeur. Dans l'exemple de Spiral2, le projet limite la puissance dissipée par l'insertion du plongeur à 1 Watt, c'est-à-dire que son couplage Q_{plongeur} doit vérifier :

$$Q_{\text{plongeur}} \gg \frac{Q_0 \cdot P_c}{P_p^{\text{tot}}} \quad (4-143)$$

Avec P_p^{tot} la puissance extraite par le plongeur. En nous plaçant au champ nominal et à la puissance maximale dissipée dans la cavité (10 Watts), on s'aperçoit que le couplage doit être supérieur à $1.37 \cdot 10^{10}$. Le couplage du plongeur dans notre cas est quasi infini, étant donné que le plongeur (couplage capacitif par sa géométrie cylindrique) est inséré dans une zone de champ magnétique intense loin de la zone électrique. D'après les résultats des simulations, le couplage du plongeur est, dans le cas le plus défavorable, 50 fois plus élevé que le facteur de qualité de la cavité, soit environ de $6.8 \cdot 10^{10}$.

La présence d'un champ magnétique intense sur les surfaces du plongeur impose donc une qualité de Niobium et un état de surface aussi bons que la cavité.

De plus, le plongeur étant mobile, son raccordement avec la cavité se fait par l'intermédiaire d'un soufflet, étanchéifié par des joints et des brides qui ne sont pas en Niobium (cf. **Figure 4-112**). Le champ de fuite au niveau de l'ouverture peut donc y dissiper une puissance non négligeable. Il est donc important de contrôler le champ magnétique résiduel au contact de ces éléments non supraconducteurs sous peine d'augmenter notablement la consommation d'hélium.

Finalement, il faut s'assurer que l'insertion du plongeur n'induit pas une hausse du champ magnétique local. En d'autres termes le rapport $B_{\text{pk}}/E_{\text{acc}}$ ne doit pas augmenter ou le champ limite de quench serait lui diminué.

Ces différents points ont été étudiés à l'occasion d'une étude électromagnétique.

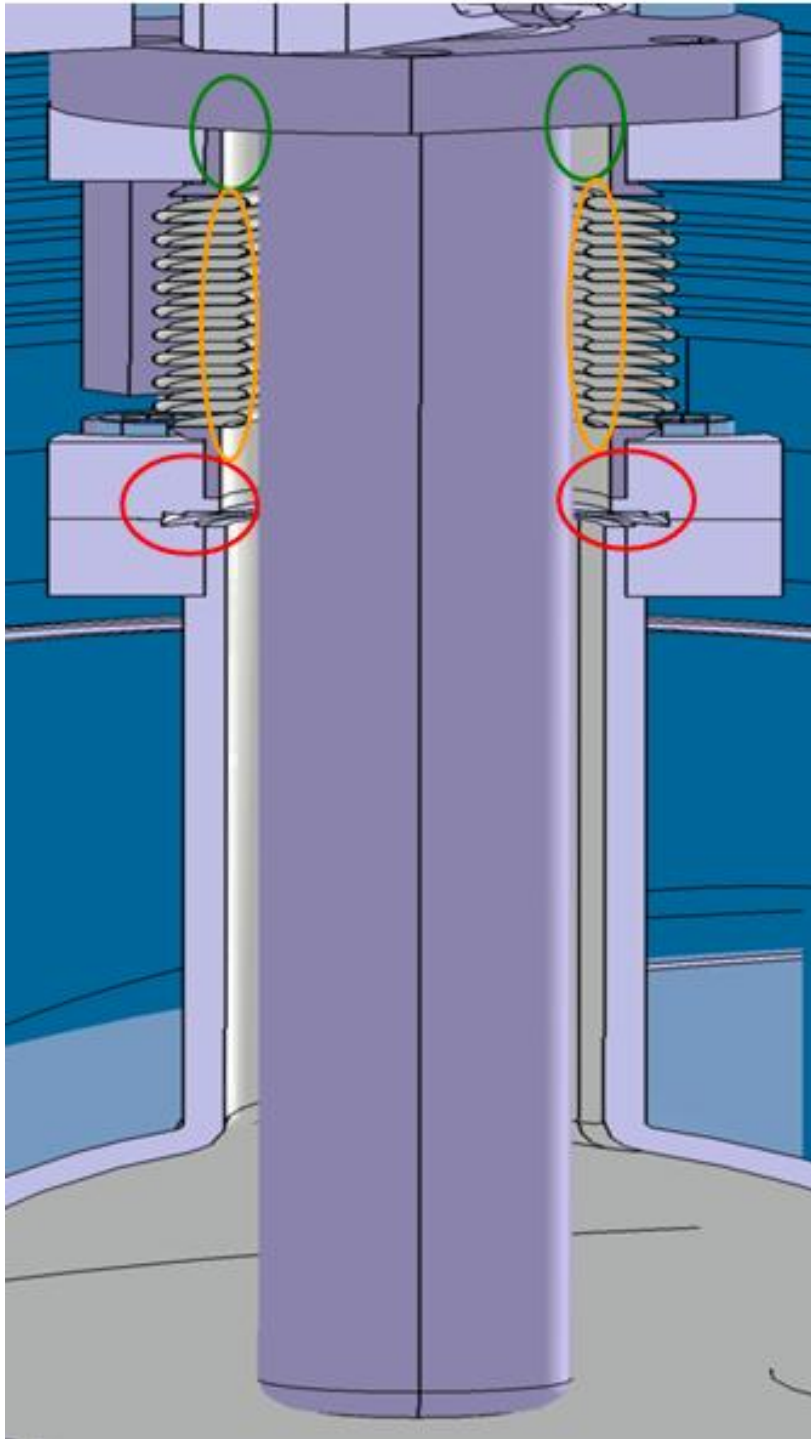


Figure 4-112 : Localisation des zones pouvant dissiper une puissance non négligeable sous l'effet des champs de fuite. En rouge, joint cuivre d'étanchéité. En orange, soufflet en acier inoxydable. En vert, bride en acier inoxydable avec une brasure cuivre.

1.2 Simulations électromagnétiques effectuées

1.2.1 Cadre de l'étude

Les simulations électromagnétiques ont été faites sous Microwave Studio, code de calcul électromagnétique développé par CST^a.

L'étude étant centrée sur le plongeur et non sur la cavité dans sa totalité, le maillage a été affiné dans la région du plongeur afin de réduire le temps de calcul. De plus, deux conditions de symétries sont imposées sur le champ magnétique. Les composantes du champ magnétique dans les deux plans verticaux ZOY et XOY sont imposées nulles.

Le maillage dans la cavité est composé de 600000 hexaèdres d'arrêtes de 12 mm au maximum et 1 mm au minimum. Dans la région du plongeur une boîte, définie avec les propriétés diélectriques du vide, assure une définition du maillage identique quelque soit la géométrie du plongeur (cf. **Figure 4-113a**). Ceci nous permet de réduire au maximum les erreurs de simulation causées par les variations du maillage. A l'intérieur de cette boîte le maillage est uniforme et composé d'hexaèdres de 1.5 mm de côté.

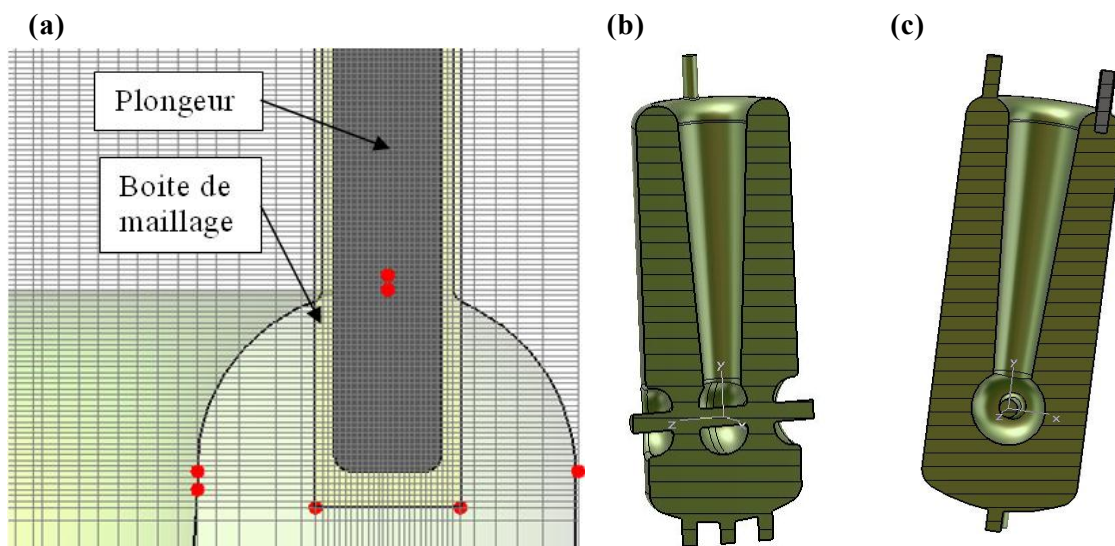


Figure 4-113 : (a) : Définition du maillage au voisinage du plongeur. (b) : Coupe verticale dans l'axe faisceau de la cavité (axe de symétrie). (c) : Coupe verticale dans le plan normal (axe de symétrie).

Le volume intérieur de la cavité est défini comme un milieu diélectrique parfait emprisonné dans un conducteur parfait pris par défaut comme du cuivre. Le plongeur est défini à part et composé du même matériau (cf. **Figure 4-113b et c**).

^a <http://www.cst.com/>

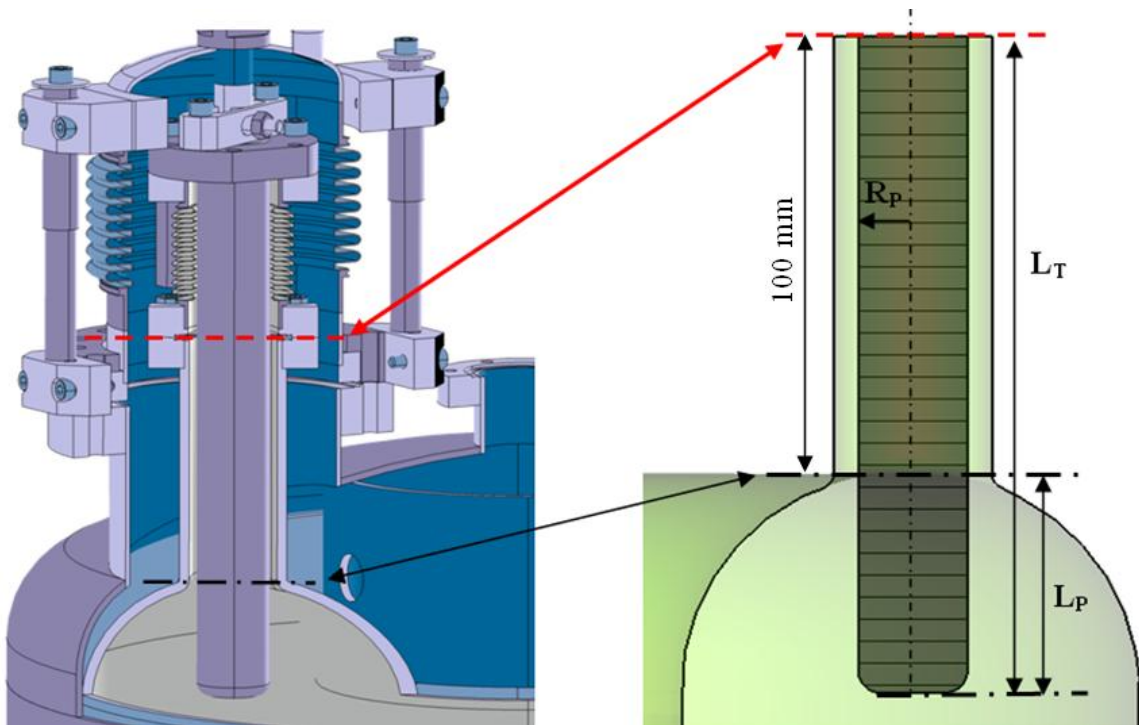


Figure 4-114 : A gauche, système plongeur mobile réel. A droite, modèle utilisé pour les simulations.

Les dimensions du plongeur ont été limitées dans cette étude. Le rayon R_P du plongeur varie entre 10 mm et 15 mm, le rayon intérieur du port étant de 18 mm. La longueur de pénétration L_P du plongeur dans la cavité est de 50 mm au maximum et 20 mm au minimum ce qui correspond à une longueur totale L_T de respectivement 150 mm et 120 mm entre l'extrémité du plongeur et la limite haute de la bride de la cavité (cf. **Figure 4-114**).

Finalement, la longueur réelle du plongeur correspond à la longueur L_T plus la longueur du soufflet métallique et des brides.

1.2.2 Sensibilité en fréquence selon la géométrie du plongeur

La première étude réalisée a été de calculer la variation de la fréquence de résonance de la cavité en fonction de la pénétration du plongeur. Les simulations nous donnent une sensibilité comprise entre 1150 Hz/mm et 494 Hz/mm pour des rayons compris entre 15 mm et 10 mm. La sensibilité est constante sur toute la course étudiée, soit entre 120 mm et 150 mm (cf. **Figure 4-115**).

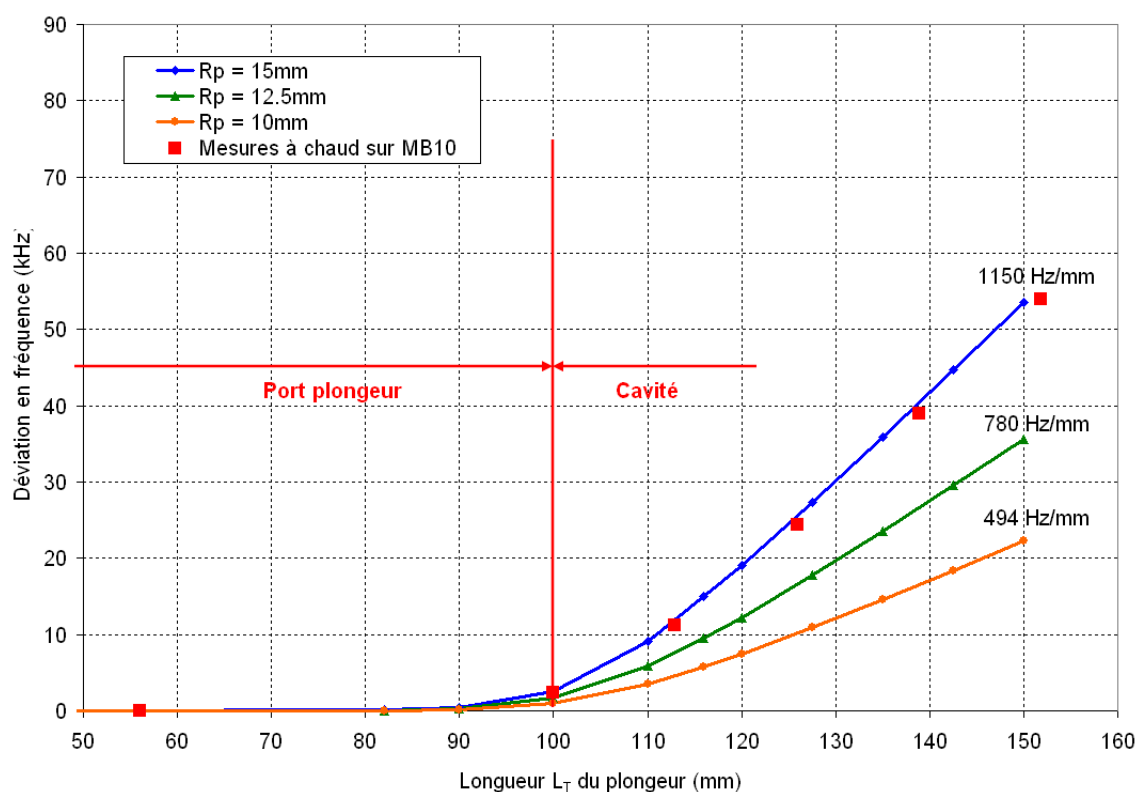


Figure 4-115 : Sensibilité en fréquence en fonction de la longueur de pénétration. Courbes continues obtenues par simulation.

La concordance entre les simulations électromagnétiques et les mesures faites à chaud est très bonne. Pour un plongeur d'un diamètre de 29.7 mm, une sensibilité constante de 1145 Hz/mm a été mesurée sur la cavité MB10 pour des enfoncements compris entre 130 et 170 mm. Les mesures effectuées à froid montrent une sensibilité plus faible de 976 Hz/mm (cf. **partie 3, Tests du système d'accord en fréquence**) au lieu de 1115 Hz/mm à chaud pour la cavité de qualification Tokyo. Cette légère baisse de sensibilité à froid reste à caractériser.

La sensibilité en fréquence dépendant du carré du rayon est donnée par :

$$\Delta F \propto L_T \cdot (\pi \cdot r_p^2) \quad (4-144)$$

La longueur et le rayon du plongeur sont les deux seuls paramètres géométriques qui ont été étudiés. La forme cylindrique du plongeur n'est pas remise en cause car la linéarité de la sensibilité en fréquence est primordiale pour garantir une régulation optimale de la fréquence. Le congé réalisé en bout de plongeur est indispensable pour limiter les phénomènes d'émission de champ. Il a été fixé à 5 mm.

1.2.3 Etude des champs de surface

L'étude des champs de surface est importante car détermine si la présence du plongeur réduit le champ accélérateur maximal atteignable dans la cavité. En effet, si les champs magnétiques sur la surface du plongeur sont plus élevés que sur la cavité, le facteur B_{pk}/E_{acc} est augmenté et donc le champ accélérateur maximal diminué.

D'après les simulations, les champs magnétiques de surface les plus intenses se trouvent sur la ligne verticale définie dans le plan XOY et au plus près du stem (cf. **Figure 4-116a**). Le champ magnétique de surface est tracé le long de cette ligne pour différents diamètres (cf. **Figure 4-116b**). Une simulation sans plongeur fait référence et permet d'exprimer le champ de surface maximal sur le plongeur en pourcentage par rapport au champ de surface maximal de la cavité sans plongeur.

Les résultats montrent que les champs de surface sur le plongeur restent inférieurs au champ de surface de la cavité pour des rayons de plongeurs plus petits que 15 mm.

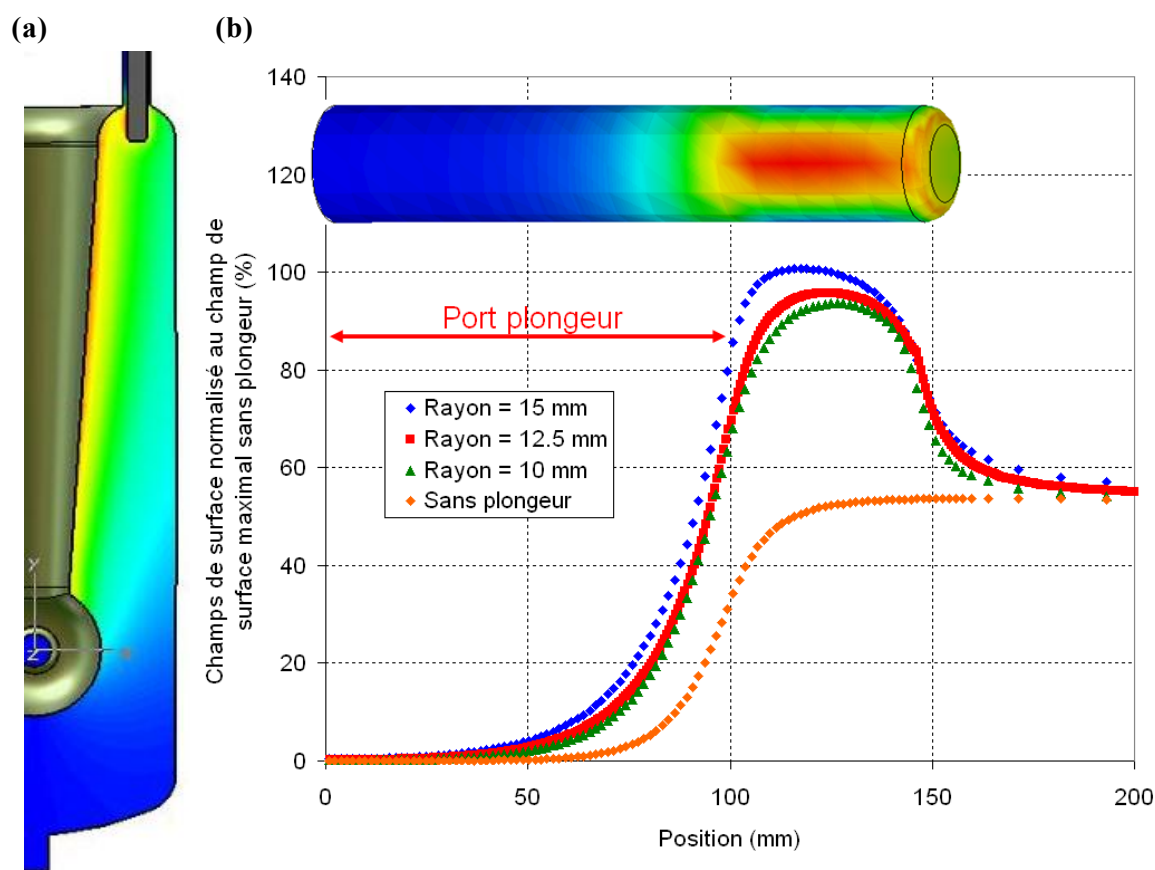


Figure 4-116 : (a) : Répartition du champ magnétique dans la cavité. (b) : Amplitudes des champs magnétiques à la surface du plongeur normalisé par rapport au champ maximal de surface sur la cavité.

D'un point de vue RF, la présence du plongeur ne réduit donc pas le champ accélérateur maximal atteignable. Cependant, à l'occasion des premiers tests effectués en cryostat vertical, le champ accélérateur maximal semblait être réduit en présence du plongeur. L'origine de ces quenches prématurés provenait de l'état de surface du plongeur, celui-ci ne subissait pas un traitement de surface suffisant laissant certains défauts apparents. Les champs magnétiques de surface étant aussi intenses sur le plongeur que sur la cavité, son état de surface doit donc être aussi bon que celui de la cavité.

Ce point a été effectivement vérifié à l'occasion d'un test en cryostat vertical. Le plongeur inséré a subi une attaque chimique d'environ 60 μm dans des conditions équivalentes à celle de la cavité. Il y a été ensuite rincé à l'eau ultra-pure sous haute pression (HPR). La **Figure 4-117** ci-dessous présente deux courbes obtenues sur la cavité MB03 (Verena) en cryostat vertical. Celle-ci a été testée préalablement sans plongeur (carrés) puis avec un plongeur d'un diamètre de 30 mm pénétrant de 60 mm (losanges). Aucune chimie ni rinçage n'ont été effectués entre les deux tests. Les champs maximaux atteints ainsi que les facteurs de qualité dans les deux configurations sont équivalents.

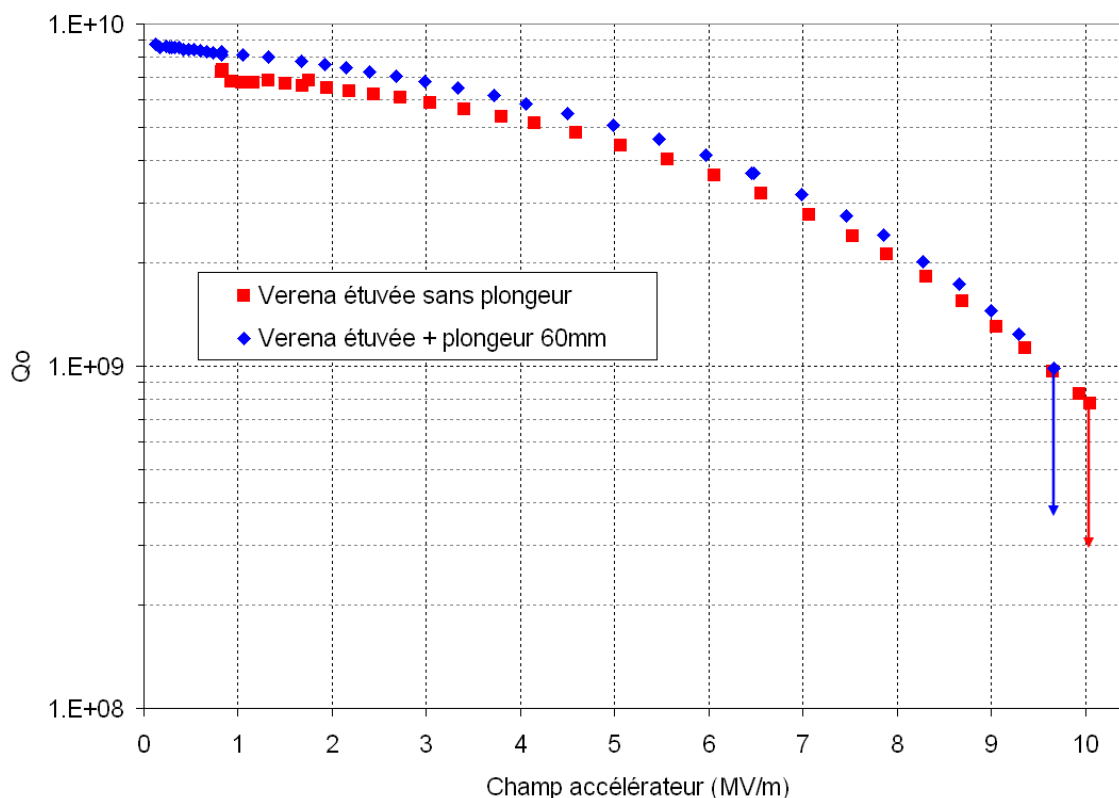


Figure 4-117 : L'insertion d'un plongeur d'un diamètre de 30 mm et pénétrant de 60 mm ne limite pas le champ maximal atteignable dans la cavité.

Contrairement à ce qui était attendu, le facteur de qualité Q_0 à bas champ de la cavité testée avec le plongeur est légèrement meilleur. Cette amélioration, cachant la diminution a priori minime du facteur Q_0 causée par le plongeur, proviendrait de la ré-oxydation des surfaces lors de la remise à l'air de la cavité entraînant une diminution du libre parcours moyen des électrons. [VISENTIN03] rapporte le même comportement sur les cavités 1.3 GHz.

1.2.4 Etude des champs de fuites

La **Figure 4-118** ci-dessous nous montre que l'intensité du champ magnétique au niveau de la bride du port plongeur est d'autant plus forte que le diamètre du plongeur est grand (le couplage du plongeur augmente). En d'autres termes, la décroissance du champ est d'autant plus lente que le diamètre du plongeur est grand. Il est donc indispensable de s'assurer que la puissance dissipée par les champs de fuite n'entraîne pas une dissipation totale supérieure à la limite fixée à 1 Watt. La présence d'éléments non supraconducteurs

au dessus du port de couplage (soufflet et bride haute du plongeur en acier inoxydable, joint cuivre d'étanchéité) peuvent notablement augmenter la puissance dissipée par la cavité dans le bain d'hélium.

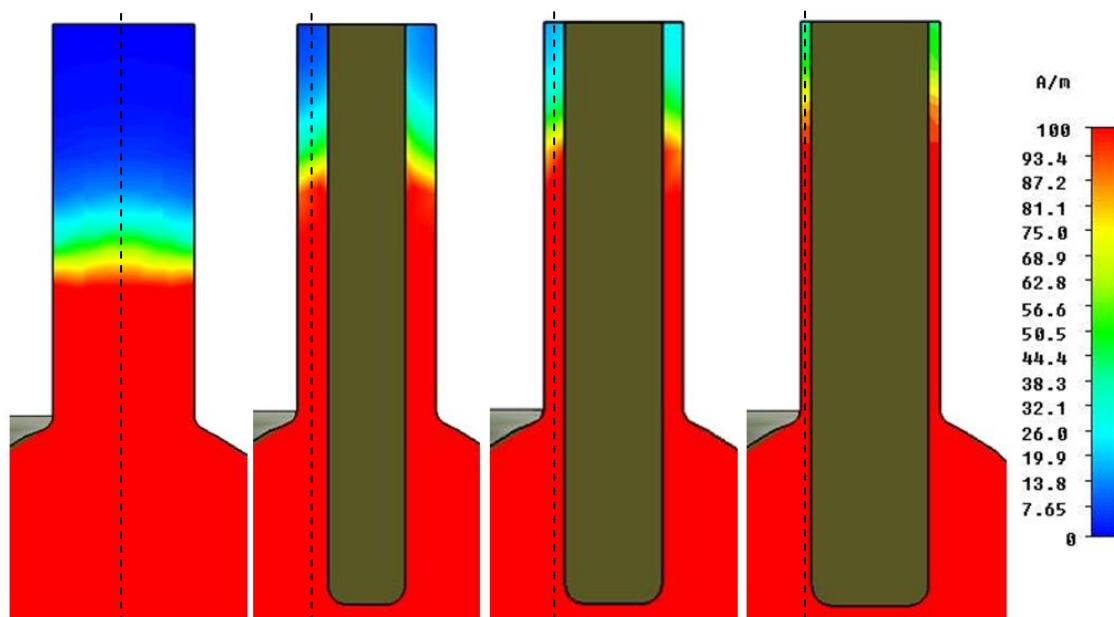


Figure 4-118 : Décroissance du champ magnétique le long du plongeur mobile pour différents diamètres. Les valeurs de champ sur la légende sont normalisées.

1.2.5 Dissipations additionnelles

Nous expliciterons ici les dissipations additionnelles causées par la présence du plongeur au sein de la cavité. Nous donnerons dans un premier temps la contribution des dissipations sur les surfaces du plongeur et dans un deuxième temps sur les surfaces non supraconductrices soumises aux champs de fuite.

1.2.51 Sur la surface du plongeur

La puissance dissipée sur la surface du plongeur est en première approximation proportionnelle à la surface de plongeur et donc dans le cas d'un cylindre dépendant de sa longueur et son rayon (cf. **équation (4-145)**).

$$P_{surf} = R_s \cdot \pi \cdot \left(L_T \cdot r_p + \frac{r_p^2}{2} \right) \cdot H^2 \quad (4-145)$$

Avec R_s la résistance de surface définie en Ω .

En réalité, le calcul exact de la puissance effectivement dissipée est plus complexe étant donné que la répartition des champs magnétiques de surface n'est pas uniforme. La **Figure 4-119** montre la puissance réelle dissipée sur les surfaces du plongeur en fonction de sa longueur et rayon.

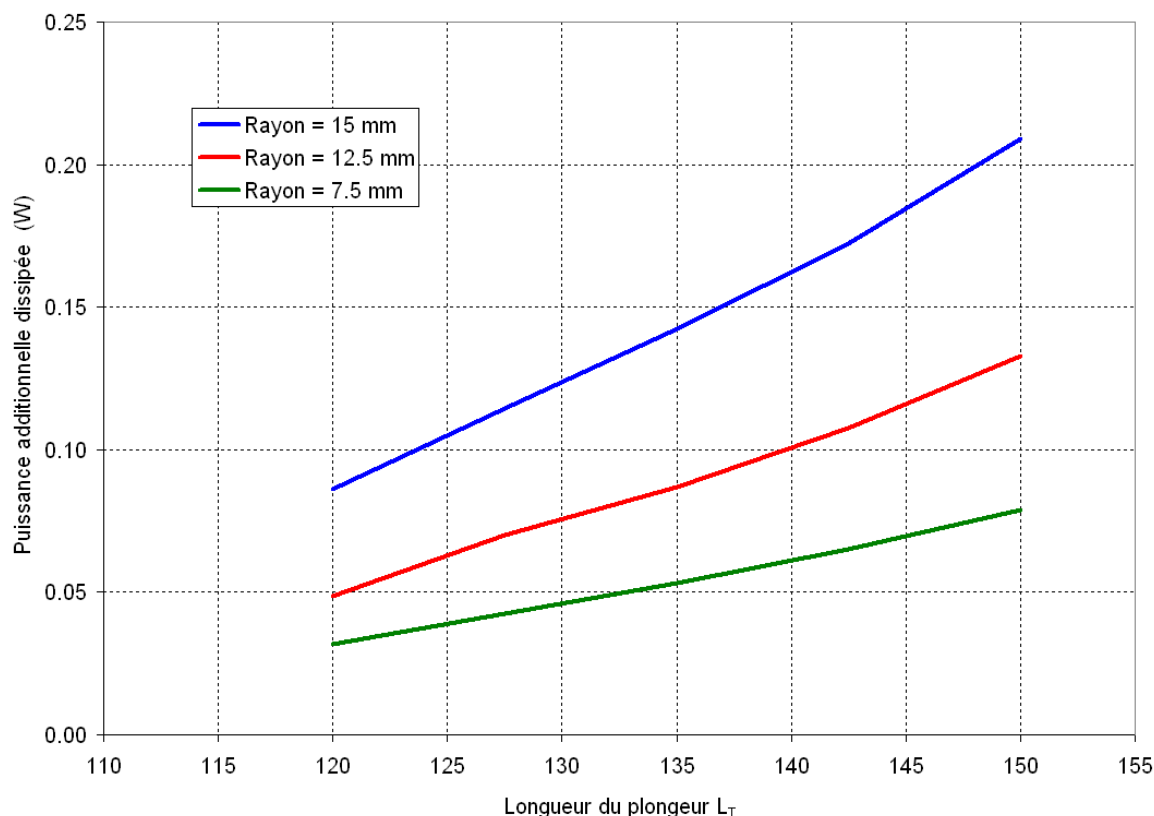


Figure 4-119 : Puissance RF additionnelle dissipée à un champ accélérateur de 6.5 MV/m en fonction de la longueur du plongeur et pour différents rayons.

1.2.52 Sur les parties non supraconductrices

L'estimation des pertes RF au-delà de la bride de la cavité est faite en considérant la décroissance du champ électromagnétique au sein d'un tube en acier inoxydable. En intégrant l'équation (4-146) de 0 à l'infini et en considérant une décroissance exponentielle du champ magnétique, nous pouvons exprimer la puissance dissipée sur les parties non supraconductrices P_{NS} comme :

$$P_{NS} = \frac{1}{2} \cdot R_s \cdot \pi \cdot r_T \cdot \delta \cdot H_0^2$$

Avec (4-146)

$$H(x) = H_0 \cdot \exp\left(-\frac{x}{\delta}\right)$$

Avec r_T le rayon intérieur du port plongeur, R_s la résistance de surface de l'acier inoxydable à 88 MHz évaluée à 13.2 mΩ d'après l'équation (cf. **ANNEXE 4 : Résistance de surface d'un matériau non supraconducteur**) en considérant une conductivité électrique de $2 \cdot 10^6 \Omega^{-1} \cdot m^{-1}$ à 4.2K.

Tableau 4-16 : Calcul de la puissance dissipée sur les parties non supraconductrices en fonction du rayon du plongeur à un champ de 6.5 MV/m et une puissance dissipée de 10 Watts.

Rayon (mm)	H_0 (A/m)	δ (mm)	P_{NS} (Watts)
0	1.5	9.9	0
10	37	13.5	< 0.01
12.5	88	15.3	0.045
15	194	17.1	0.24

Nous considérons ici que la longueur du plongeur n'influe pas sur la valeur du champ H_0 .

1.3 Discussion et stratégie pour le choix du plongeur

D'après les résultats obtenus lors des simulations, il est plus favorable d'un point de vue des pertes RF de choisir un plongeur avec un diamètre petit. Les pertes additionnelles causées par la présence du plongeur ainsi que les champs de surface diminuent avec son diamètre. Si nous raisonnons à une variation de fréquence fixe, il est plus judicieux d'augmenter la longueur du plongeur plutôt que son diamètre (cf. **Figure 4-120**).

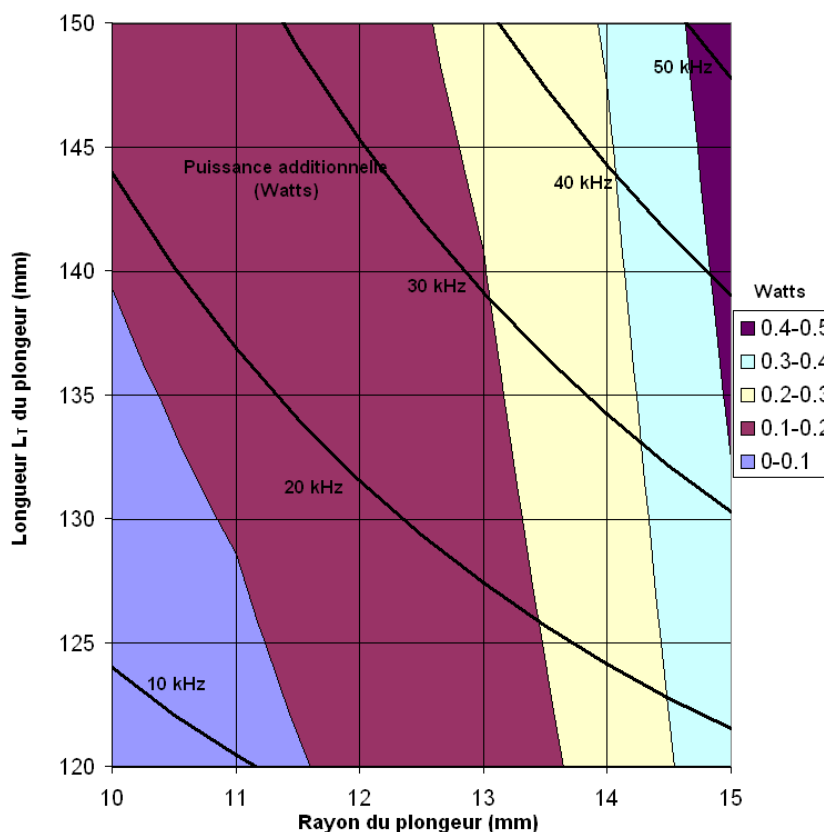


Figure 4-120 : Evolution de la puissance additionnelle causée par la présence du plongeur en fonction de sa longueur et de son rayon. Les lignes noires représentent les longueurs et les rayons du plongeur donnant une variation constante en fréquence.

Cependant le choix de la géométrie du plongeur ne peut se limiter à la seule optimisation des performances RF de la cavité. D'autres critères sont à prendre en compte notamment les plages statique et dynamique que peut couvrir le plongeur en termes de variations en fréquence. La plage de régulation statique de la fréquence, donnée par l'enfoncement minimal ($L_T = 120$ mm) et maximal du plongeur ($L_T = 150$ mm), doit être supérieure aux variations de fréquence dues aux tolérances de fabrication et aux incertitudes durant la préparation des cavités. La plage de régulation dynamique, donnée par la course du moteur pas à pas (8 mm), doit compenser les perturbations de fréquence en fonctionnement (cf. **Tableau 4-15**).

Le **Tableau 4-17** ci-dessous récapitule les capacités de régulation en statique et en dynamique en fonction du diamètre du plongeur.

Tableau 4-17 : Plages de régulation statique et dynamique selon le rayon du plongeur

Rayon du plongeur (mm)	Sensibilité (Hz/mm)	Variation statique en fréquence (kHz) selon l'enfoncement L_T du plongeur		Intervalle de fréquence en correction dynamique (± 4 mm)
		120 mm*	150 mm	
10	+ 494	+ 7.7	+ 22.2	± 1.98 kHz
12.5	+ 780	+ 12.6	+ 35.5	± 3.12 kHz
15	+ 1150	+ 19.6	+ 53.5	± 4.6 kHz

*La valeur minimale de l'enfoncement du plongeur est prise à 120 mm, valeur limite en dessous de laquelle la sensibilité en fréquence chute (cf. **Figure 4-115**).

Le **Tableau 4-18** donne un aperçu des différentes variations de fréquences causées par les traitements et conditions d'utilisation et de mesure.

Tableau 4-18 : Origine des variations moyennes de fréquence [OLRY09]. Basée sur les mesures effectuées sur les premières cavités réceptionnées.

	Variations en fréquence statique (en kHz)	Variations en fréquence dynamiques (en Hz)
Tolérance de fabrication	± 20	/
Chimie de surface standard (~ 200 μm)	+ 55	/
Effet de la température ($\pm 5^\circ\text{C}$)	± 3 (- 0.6 kHz/ $^\circ\text{C}$)	/
Effet des forces de pression pour un ΔP de 1000 mbar	- 6.5 (± 1)	/
Effet de la variation de la permittivité ε entre l'air et le vide	+25 (± 1)	/
Mise en froid et sous vide	+ 160 (± 3)	/
Conditionnement cavité (mise en froid + mise sous vide + chimie)	+218 (± 4)	/
Perturbations en fonctionnement	/	$\sim - 200$ Hz
Chimies supplémentaires (en cas de pollution)	/	~ 250 Hz/ μm

D'après les mesures effectuées sur les premières cavités de série, la fréquence de la cavité varie en moyenne de +218 kHz dans les conditions de préparation standard entre le moment où elle est réceptionnée et le moment où elle est installée dans le cryostat vertical sous vide et à froid. L'incertitude totale sur la fréquence de la cavité a été estimée à environ ± 7 kHz en considérant les incertitudes liées aux variations de température entre les différentes mesures et les différences de rigidité lors de la mise sous vide.

Finalement, la variation maximale de fréquence dans le cas le plus défavorable^a est de +225 kHz. L'insertion statique minimum de 120 mm dans le cas d'un plongeur d'un rayon de 12.5 mm entraîne une hausse de fréquence de +13 kHz, ce qui porte à +238 kHz l'augmentation de fréquence de la cavité en configuration machine. La fréquence de la cavité à la réception doit donc être au maximum de 87.8145 MHz afin d'assurer même dans le cas le plus défavorable une fréquence finale de 88.0525 MHz. Dans le cas opposé, la fréquence minimale de réception est de 87.7745 MHz ce qui après une préparation standard et l'insertion d'un plongeur de taille maximale, soit 150 mm de long et 15 mm de rayon, augmente la fréquence à au minimum 88.0511 MHz. Une chimie de surface supplémentaire d'au minimum 56 μm permet de réajuster facilement à la fréquence nominale.

Tableau 4-19 : Détermination des deux fréquences extrêmes « théoriques » pouvant être atteintes.

	Fréquence à la réception	Variation de fréquence pendant la préparation	Fréquence après préparation standard	Variation de fréquence avec plongeur	Fréquence après insertion du système d'accord	Ecart à la fréquence nominale 88.0525 MHz
Au minimum	87.7745 MHz	+211 kHz (218-7)	87.9855 MHz	+53 kHz (au maximum)	88.0385 MHz	-14 kHz
Au maximum	87.8145 ^b MHz	+225 kHz (218+7)	88.0395 MHz	+13 kHz (au minimum)	88.0525 MHz	0

En conclusion, aux vues des différents critères énoncés, l'utilisation d'un plongeur d'un rayon de 15 mm est préférable.

D'un point de vue des pertes RF, celles-ci restent inférieures à 0.5 Watts pour un plongeur d'une longueur de 150 mm et de rayon 15 mm. Ceci est en accord avec le cahier des charges demandant moins d'un Watt de dissipation additionnelle. Les champs magnétiques de surface sur le plongeur ne sont pas supérieurs à ceux de la cavité. Le plongeur ne limite donc pas le champ accélérateur maximal atteignable.

Contrairement aux plongeurs de rayon plus petit, la plage d'accord en fréquence statique, d'environ 34 kHz, permet de compenser, quelle que soit la situation, les variations de fréquence induites par les tolérances de fabrication et les incertitudes lors de la préparation. La plage de régulation dynamique, de plus ou moins 4.6 kHz, permet de compenser largement les désaccords en fonctionnement. Elle est telle qu'il sera possible d'effectuer des traitements de surface additionnels inférieurs à 20 μm en cas de pollution durant l'exploitation de la machine sans avoir besoin de changer le plongeur.

^a La situation la plus défavorable dans notre cas est une fréquence trop haute car les différentes interventions sur la cavité (chimie, système d'accord) ne peut seulement augmenter la fréquence. Une cavité arrivant avec une fréquence plus basse peut être facilement réajustée en effectuant une chimie plus importante ou en augmentant la longueur du plongeur. Une cavité réceptionnée avec une fréquence trop haute nécessiterait de réduire l'attaque chimique ou de subir une déformation plastique.

^b La valeur limite réellement imposée au fabricant est 87.82 MHz. Si une cavité est réceptionnée à cette fréquence, la chimie de surface doit être inférieure à 175 μm soit environ 25 μm de moins que la chimie habituellement effectuée.

2. Etudes des microphonies

2.1 Présentation de la problématique

- 2.1.1 Origine des microphonies
- 2.1.2 Impacts sur les performances de l'accélération
- 2.1.3 But de l'étude dans le cadre de Spiral2

2.2 Caractérisation et modélisation des modes mécaniques de la cavité

- 2.2.1 Modélisation de la cavité
- 2.2.2 Etude modale de la cavité
- 2.2.3 Influence sur la fréquence de la cavité

2.3 Caractérisation expérimentale et confrontation des résultats

- 2.3.1 Présentation des bancs de tests
 - 2.3.11 *Mesures des microphonies en boucle auto-oscillante*
 - 2.3.12 *Mesures des microphonies en boucle ouverte*
 - 2.3.13 Mesure de tension
- 2.3.2 Spectres microphoniques de la cavité Spiral2
 - 2.3.21 *Spectre microphonique à chaud sous excitation sinusoïdale*
 - 2.3.22 *Spectre microphonique à chaud sous excitation impulsionnelle*
 - 2.3.23 *Spectre microphonique en configuration machine sans excitation*
 - 2.3.24 *Spectre microphonique en configuration machine avec excitation*
- 2.3.3 Discussion

2.1 Présentation de la problématique

2.1.1 Origine des microphonies

Le terme de « microphonies », expression francisée de l'anglais « microphonics », fait référence à l'ensemble des perturbations mécaniques pouvant exciter les modes mécaniques de la cavité. Les résonances mécaniques de la structure accélératrice, pour lesquelles les déplacements des parois sont amplifiés, entraînent une déformation mécanique périodique de la cavité et donc une modulation de sa fréquence de résonance électromagnétique à la fréquence des modes mécaniques excités.

L'origine de ces vibrations mécaniques est diverse et provient de l'environnement de la cavité (cf. **Tableau 4-20**). L'ensemble de l'instrumentation nécessaire à l'exploitation des cavités accélératrice est une source majeure de microphonies.

Tableau 4-20 : Descriptif des différentes sources de perturbations mécaniques

Source des vibrations	Emplacement	Gamme de fréquences
Pompe à vide primaire	Au sol, à proximité du cryostat	Entre 10 et 60 Hz
Pompe turbo moléculaire	Sur le cryostat	Entre 800 et 1 kHz
Changement d'état des vannes	Sur le cryostat	Excitation impulsionnelle
Ebullition de l'hélium au contact de la cavité [PADAMSEE98]	Sur la cavité	
Instabilités thermo-acoustiques*	Dans les circuits cryogéniques	Très dépendant de la géométrie
Forces de Lorentz en régime RF pulsé	Dans la cavité	Fréquence des impulsions RF
Moteur système d'accord	Sur cavité ou sur le cryostat	Entre 1 et 100 Hz
Activité humaine	En dehors de l'exploitation	Quelques dizaines de Hz
Transports en commun	En dehors de l'exploitation	Quelques dizaines de Hz

* *Egalement appelé effet Taconis, ces instabilités proviennent de la vibration mécanique d'une structure soumise à un fort gradient thermique.*

La contribution de chacune des sources est très spécifique à l'installation considérée et dépend grandement des configurations des bâtiments, de l'accélérateur, du type de cavité, des matériaux utilisés de l'emplacement des machines tournantes,

Les perturbations mécaniques entraînées peuvent être catastrophiques ou négligeables selon la configuration. Nous verrons dans quels cas les microphonies créent de réelles complications lors de l'exploitation.

2.1.2 Impact sur les performances de l'accélération

Les variations de la fréquence de résonance électromagnétique de la cavité, nous l'avons vu auparavant, peuvent perturber notablement la stabilité de l'accélération. La stabilité du champ accélérateur, en amplitude et en phase, est assurée par deux boucles de régulation, le système d'accord mécanique et le LLRF. La première gère les variations lentes (< 1 Hz) et de grande amplitude et la deuxième compense les déviations en fréquence rapides (> 1 Hz) et cela sur une plage directement liée à la marge de puissance prévue des générateurs RF et de la bande passante de la cavité. Ainsi les microphonies, perturbations de fréquence supérieures à 1 Hz, ne peuvent être rattrapées que par le LLRF.

Ses capacités de régulation sont données d'une part, par le temps de réponse de la boucle d'asservissement et, d'autre part, par la réserve en puissance de l'amplificateur (cf. **équations (4-147)**).

$$f_{\max} \approx \frac{1}{\tau_{LLRF}}$$

et (4-147)

$$\Delta f_{\max} = \frac{f_0}{2 \cdot Q_L} \cdot \sqrt{\frac{P_{g\max}}{P_{g0}} - 1}$$

Avec f_0 la fréquence de résonance de la cavité, Q_L son facteur de qualité en charge, $P_{g\max}$ la puissance maximale délivrée par le générateur RF et P_{g0} la puissance nécessaire à l'accord parfait.

Les fréquences de résonances mécaniques réellement excitées d'une cavité accélératrice s'échelonnent entre typiquement quelques Hertz et 1 kHz. Les temps de réponse d'une boucle de régulation numérique étant en général de quelques centaines de microsecondes, toutes les perturbations causées par les modes mécaniques de la cavité sont compensables.

La principale limitation provient finalement de la deuxième équation, mettant en cause la marge de puissance prévue pour la source de puissance et le facteur de qualité de la cavité. Les microphonies sont donc particulièrement dérangeantes pour les cavités supraconductrices à faible bande passante et négligeables pour les structures chaudes, affichant des bandes passantes de plusieurs kHz. A titre d'exemple, pour une réserve de puissance de 50 % et à une fréquence de 88 MHz, la variation en fréquence maximale que peut tolérer le LLRF est d'une trentaine de Hertz pour une cavité supraconductrice et d'une trentaine de kHz pour une cavité équivalente en cuivre.

Dans la majorité des cas, les microphonies n'engendrent qu'une perturbation de quelques Hertz car les fréquences du bruit environnant restent suffisamment éloignées de la fréquence des modes mécaniques de la cavité. Cependant, dans le cas où un mode mécanique serait trop proche, il peut être nécessaire d'effectuer soit des modifications préventives de la géométrie de la cavité durant sa conception (modifications des épaisseurs des parois), soit d'implémenter des systèmes « curatifs » comme un système d'amortissement [ROY08] ou un module piézoélectrique à large bande passante sur le système d'accord mécanique [KELLY08] (cf. **Figure 4-121**).

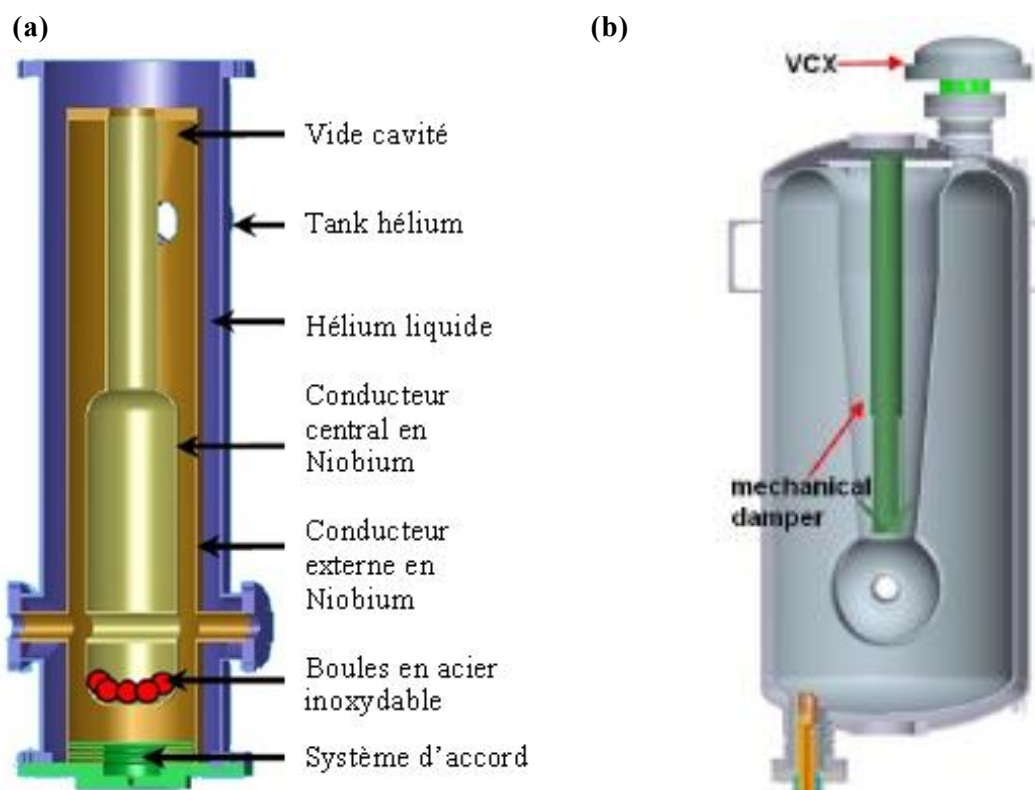


Figure 4-121 : (a) modification de la fréquence des modes mécaniques des cavités supraconductrices de type quart d'onde de l'accélérateur linéaire indien IUAC par ajout de boules en acier inoxydables. Figure extraite de [ROY08]. (b) Système d'amortissement des vibrations mécaniques (mechanical damper) et module d'accord capacitif (VCX) installé sur les cavités supraconductrices de type quart d'onde pour l'augmentation de l'énergie du faisceau de l'accélérateur ATLAS au Argonne National Laboratory, US. Figure extraite de [KELLY08].

2.1.3 But de l'étude dans le cadre de Spiral2

L'expérience montre que plusieurs cavités de géométries comparables aux cavités quart-d'onde Spiral2 (cf. **Figure 4-121**) ont été équipées de systèmes d'amortissement. Les perturbations provoquées par les microphonies sur ce type de structures semblent relativement importantes. Cependant, dans les deux exemples cités, les cavités sont installées sur un post-accélérateur c'est-à-dire que les courants accélérés sont faibles. Le couplage des cavités et donc leur bande passante (~ 10 Hz) sont également plus faibles. Dans le cas des cavités Spiral2, la bande passante en charge, d'environ 80 Hz, les rend effectivement moins sensibles aux perturbations microphoniques. Il est tout de même de rigueur de caractériser et quantifier les modes mécaniques des cavités Spiral2, d'autant plus que certains modes sont très facilement excitable. En effet le conducteur interne de la cavité, appelé stem, possède un mode « balancier » d'une fréquence de quelques dizaines de Hertz et donc facilement excitable par les vibrations environnantes. De plus, les champs électriques et magnétiques sont très intenses au niveau de la noix en bout de stem et sur la partie haute du stem rendant ces zones très sensibles aux déplacements comme vu auparavant. La stabilité du stem est donc primordiale.

Cette étude des microphonies sur les cavités Spiral2 vise dans un premier temps à déterminer et caractériser les différents modes mécaniques de la cavité par code de calcul. Par la suite nous décrirons l'ensemble des mesures effectuées sur les cavités visant à

quantifier les variations de fréquence réelles et d'identifier les modes mécaniques les plus dangereux. Plusieurs campagnes de mesures ont été menées :

- A température ambiante, sur la cavité seule, isolée et posée sur un bâti stable. Une excitation mécanique impulsionnelle ou à fréquence variable est effectuée à l'aide d'un module piézoélectrique afin de matérialiser le spectre mécanique de la cavité, où plus exactement le spectre microphonique donnant la variation en fréquence de la cavité en fonction de la fréquence d'excitation mécanique.
- A 4.2K, dans le cryomodule totalement équipé dans les conditions normales d'utilisation. Le spectre microphonique est tracé sans excitation dans un premier temps afin de caractériser le bruit mécanique ambiant, puis sous excitations impulsionnelles (fermetures de vannes, choc sur cryostat).

2.2 Caractérisation et modélisation des modes mécaniques de la cavité

2.2.1 Modélisation de la cavité

Les modes mécaniques ont été simulés sous Samcef Field, logiciel distribué par Samtech^a. La cavité a été modélisée avec l'éditeur associé, à partir des géométries^b de la cavité de pré-série Tokyo et du prototype Rocco. La cavité est définie à partir des propriétés mécaniques du Niobium avec un « comportement en coque » d'une épaisseur de 4 mm pour les parties extérieures (conducteur externe) et 3 mm pour les parties internes (stem et noix). Le tank hélium, en titane, a été également modélisé afin de prendre en compte la rigidification qu'il apporte et de définir des conditions limites les plus réalistes possibles. Le maillage de la structure est composé de 28000 quadrangles et triangles de cotés de taille moyenne 15 mm.

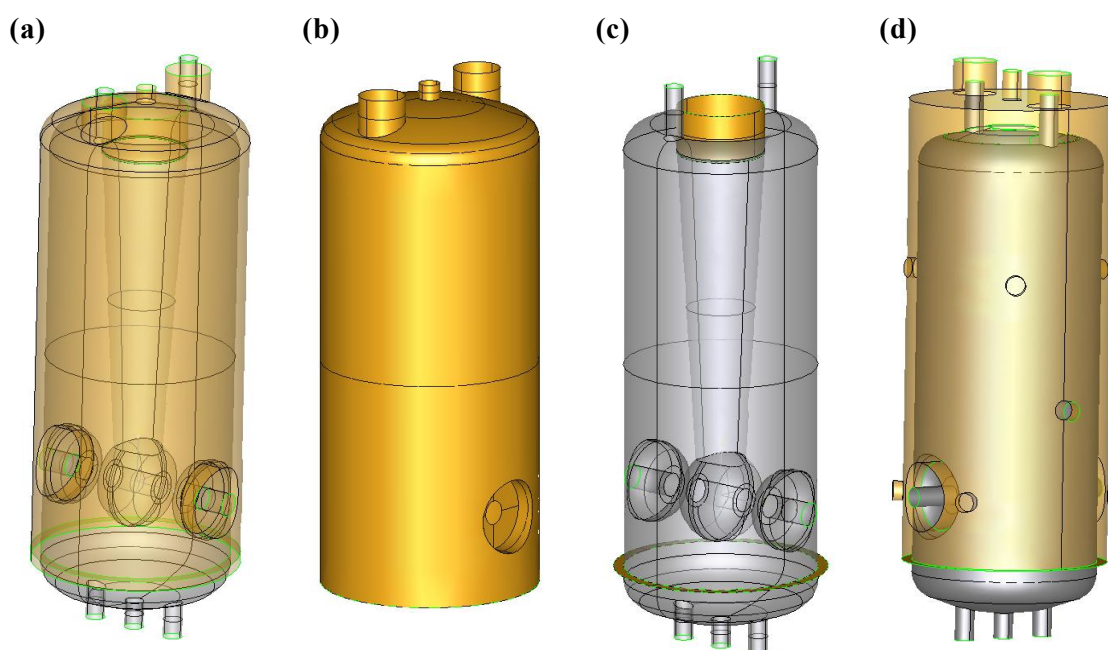


Figure 4-122 : (a) Vue générale de l'ensemble cavité- tank hélium dans la version pré-série (type Tokyo) modélisé sous Samcef field. (b) tank hélium. (c) Vue de la cavité avec matérialisé en doré la couronne de rigidification et la pièce de raccord entre le tank et la cavité. (d) Vue générale de l'ensemble cavité- tank hélium dans la version prototype (type Rocco).

2.2.2 Etude modale de la cavité

Plusieurs modélisations ont été effectuées afin d'évaluer l'influence des conditions limites imposées. Dans un premier temps, la seule condition limite définie est un contact plan sur plan au niveau du raccord entre la cavité et le tank. Ceci correspond au cas où la

^a <http://www.samcef.com/>

^b La différence majeure d'un point de vue mécanique entre les deux géométries de pré-série et prototype réside principalement dans l'ajout de la couronne de rigidification entre le haut de la cavité et le tank hélium.

cavité repose sur un châssis stable durant les mesures à chaud. Ensuite, sept conditions limites ont été imposées afin de modéliser les 7 tiges de maintien de la cavité dans le cryomodule. La **Figure 4-123** ci-dessous récapitule l'ensemble des résonances mécaniques calculées dans les différents cas. Nous pouvons également comparer les modes de résonance de l'ensemble cavité-tank hélium à partir de la géométrie du prototype Rocco. Ainsi, nous pouvons constater le réel impact des modifications structurales du tank hélium et l'amélioration du système de rigidification sur la partie supérieure de la cavité.

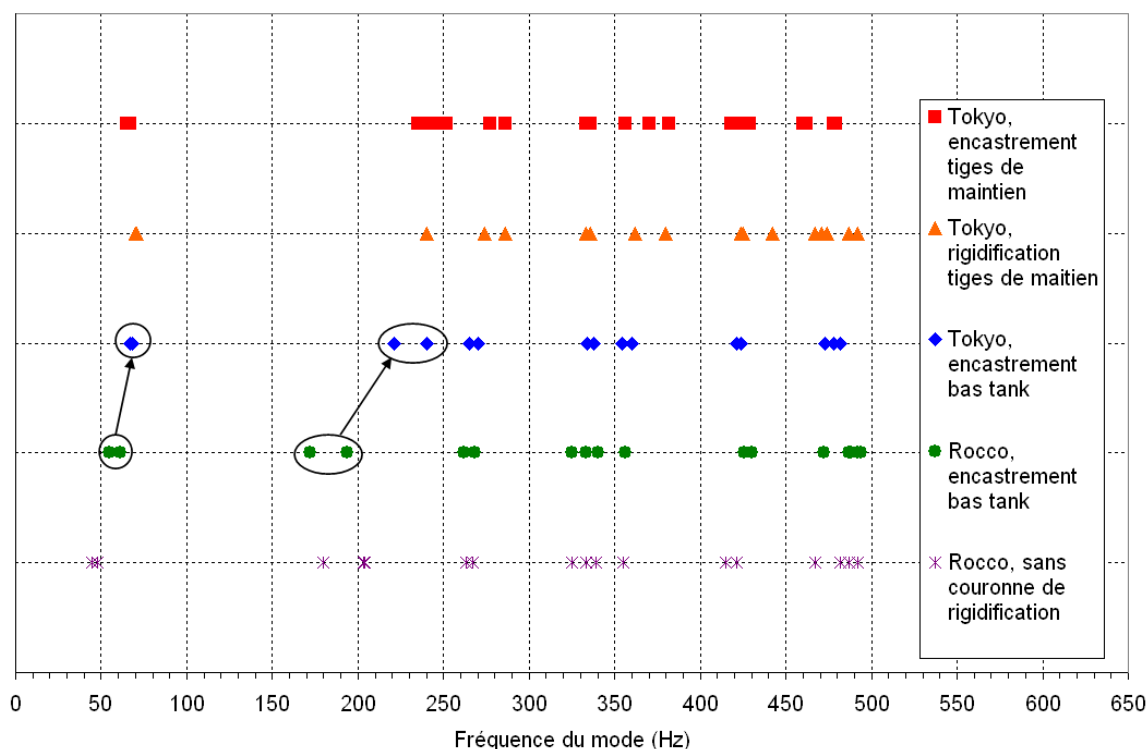


Figure 4-123 : Répartition des modes mécaniques de l'ensemble cavité-tank hélium en fonction de différentes conditions limites. Les flèches indiquent les principaux changements induits par la rigidification des cavités de présérie comparées à la cavité prototype.

La répartition des modes pour une même géométrie reste globalement la même quelque soient les conditions limites étudiées ici. Le premier mode, isolé des autres apparaît proche de 50 Hz et correspond au mouvement pendulaire du conducteur interne. Les modes suivants s'étalent entre 220 et 500 Hz. Les simulations n'ont pas été réalisées au-delà, l'excitation des modes à plus haute fréquence étant peu probable. Nous pouvons constater que l'amélioration de la rigidification de la partie haute entre la cavité prototype et la cavité de présérie a permis d'écarter très légèrement la fréquence du premier mode de 50 Hz ainsi que de remonter de plusieurs dizaines de Hertz la fréquence du mode suivant de 170 Hz à 240 Hz environ (cf. **Figure 4-123**).

2.2.3 Influence sur la fréquence de la cavité

L'effet réel d'un mode mécanique sur la variation de la fréquence de résonance électromagnétique de la cavité n'est pas évident. D'après le théorème de Slater (cf. **partie 3, équation (3-141)**), la variation de fréquence est d'autant plus forte que la déformation est localisée dans une zone de champ intense. Nous pouvons donc, dans une première approximation, affirmer que les modes mécaniques les plus dangereux sont ceux affectant

le stem. D'après les simulations entreprises, cinq modes déplacent ou déforment le stem significativement (cf **Figure 4-124**).

Les microphonies engendrent des déplacements micrométriques des parois de la cavité. Si les vibrations mettent en cause les zones de forts champs, nous pouvons nous attendre à une sensibilité équivalente à celle du plongeur mobile, c'est-à-dire de l'ordre de $0.15 \text{ Hz}/\mu\text{m}/\text{cm}^2$. Si une résonance induit des battements d'environ $1 \mu\text{m}$ d'une surface de 100 cm^2 , les variations de fréquences atteignent donc 15 Hz , ce qui correspond déjà à la moitié de la plage de régulation des cavités Spiral2.

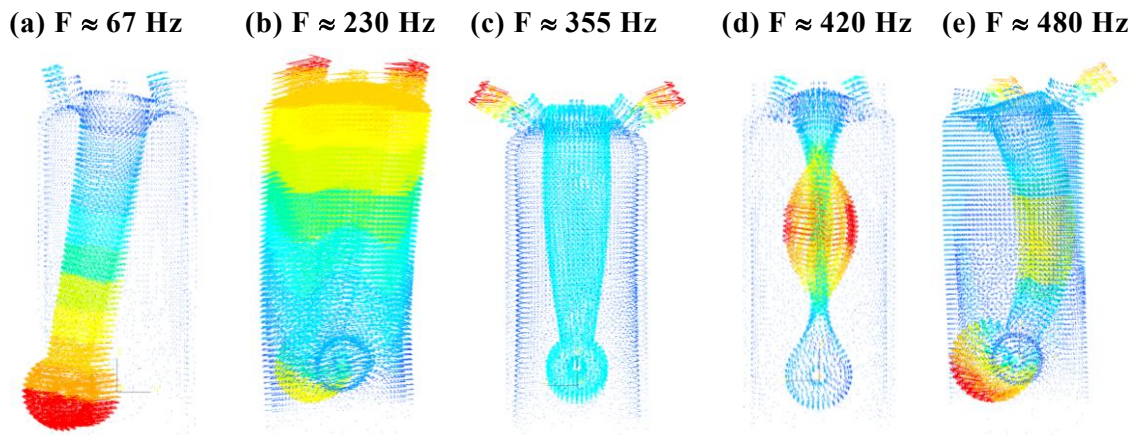


Figure 4-124 : Représentation des cinq modes responsables du déplacement ou de la déformation du stem. La géométrie correspond aux cavités de présérie. Les déplacements sont matérialisés sous la forme de vecteurs dont la couleur détermine l'amplitude (du bleu au rouge). (a) : balancement du stem. (b) : balancement de la cavité. (c) : déplacement vertical du stem. (d) : écrasement du stem. (e) : flambage du stem.

Cependant la détermination de la sensibilité en fréquence de la cavité à un mode donné est très délicate et nécessiterait une étude électromagnétique couplée aux simulations modales. Une telle étude n'a pu être menée.

On peut noter que tous les modes sont doublés, correspondant à la déformation dans un plan et dans le plan orthogonal. La fréquence de résonance est légèrement différente selon le plan de déformation, car la symétrie de la cavité n'est pas de révolution mais est définie par deux plans orthogonaux définis par deux vecteurs, l'un dans l'axe faisceau et l'autre normal à l'axe faisceau.

Nous verrons que les tests avec excitation mécaniques permettent de caractériser complètement l'excitabilité de chaque mode et la variation de fréquence qu'il entraîne.

2.3 Caractérisation expérimentale et analyse des résultats

2.3.1 Présentation des bancs de tests

Selon la configuration du couplage et des conditions de mesures, la méthode de mesure des microphonies est différente. Le critère important à considérer est la bande passante de la cavité. Si celle-ci est petite devant les perturbations autres que les microphonies, c'est à dire en couplage critique et à froid, il est essentiel de fonctionner en boucle auto-oscillante. Lorsque la cavité est en couplage machine durant les tests à froid en cryomodule ou à l'occasion de mesures à chaud, il est possible d'effectuer les mesures en boucle ouverte. Nous décrirons par la suite les deux méthodes de mesure.

2.3.11 Mesures des microphonies en boucle auto-oscillante

La stabilisation du niveau RF dans la cavité en boucle auto-oscillante est effectuée par suivi de sa fréquence de résonance. Il est donc facile de mesurer des variations de fréquence en comparant la fréquence de la boucle par rapport à une référence.

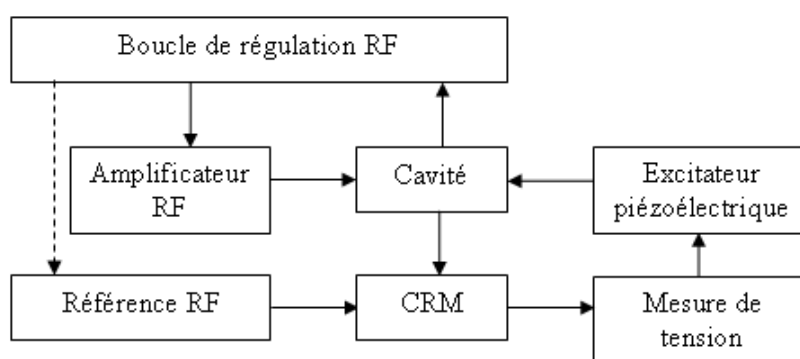


Figure 4-125 : Montage pour la mesure des microphonies en boucle auto-oscillante.

Le comparateur de fréquence utilisé est appelé CRM^a. La tension à sa sortie est proportionnelle à la différence de fréquence entre la boucle RF et la référence. La cavité peut être excitée mécaniquement à l'aide d'un excitateur piézoélectrique commandé par l'appareil de mesure utilisé. Le CRM n'a pas une sensibilité uniforme selon l'amplitude des signaux en entrée, de la fréquence d'excitation et de l'écart statique en fréquence entre la boucle et la référence. Afin de s'affranchir de cela, l'amplitude du signal de la boucle est gardée constante car est extraite en sortie d'un amplificateur limiteur^b. De plus, les variations lentes de la fréquence de la boucle pouvant fausser les mesures, la fréquence de référence est régulièrement réajustée sur celle de la boucle pour que l'écart moyen reste inférieur à une dizaine de hertz. Finalement, il reste à étalonner la réponse fréquentielle du

^a CRM : Cavity Resonance Monitor.

^b Amplificateur limiteur : amplificateur gardant un niveau en sortie constant quelque soit le niveau du signal en entrée.

CRM (cf. **Figure 4-126**). Ceci est effectué en modulant en fréquence le signal du générateur de référence.

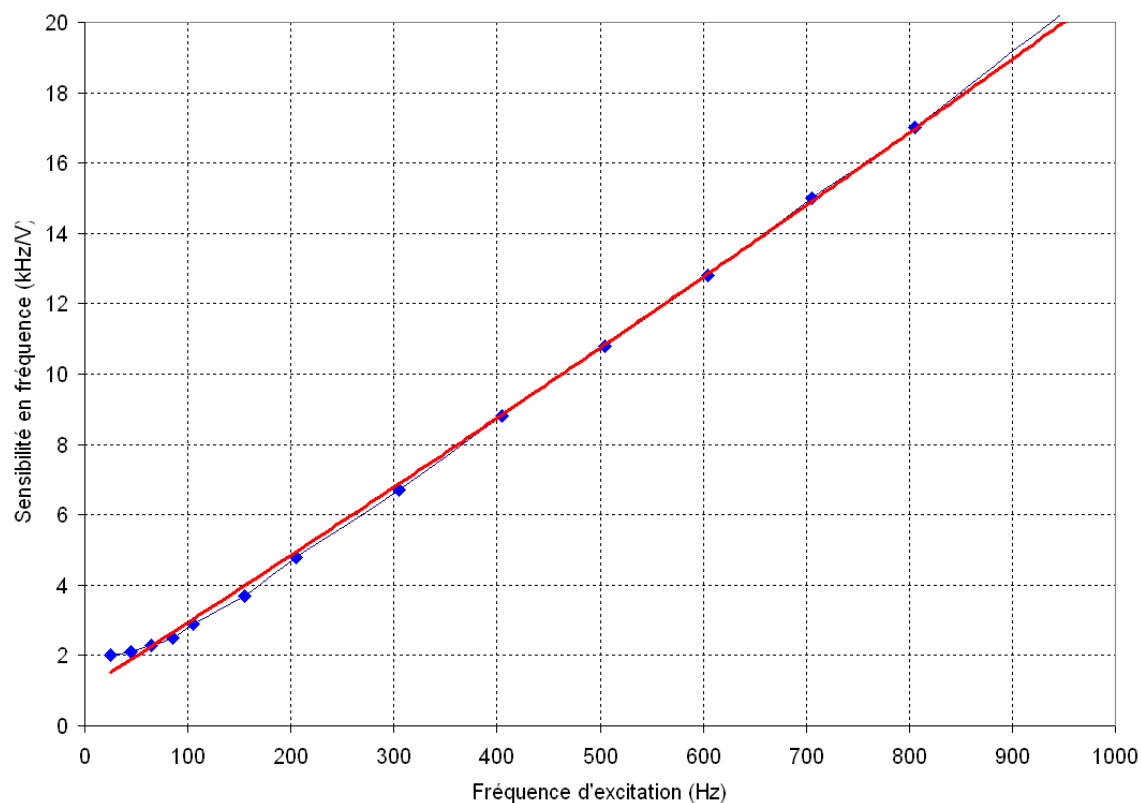


Figure 4-126 : Courbe d'étalonnage du CRM à 88 MHz obtenue par modulation en fréquence du générateur de référence. Les modulations en fréquence ont une amplitude maximale de 50 Hz et sont effectuées entre 25 et 1000 Hz.

2.3.12 Mesures des microphonies en boucle ouverte

Cette méthode de mesure consiste à suivre l'évolution du déphasage entre le signal d'entrée et le signal de sortie de la cavité pour connaître le désaccord en fréquence par rapport à la résonance de la cavité.

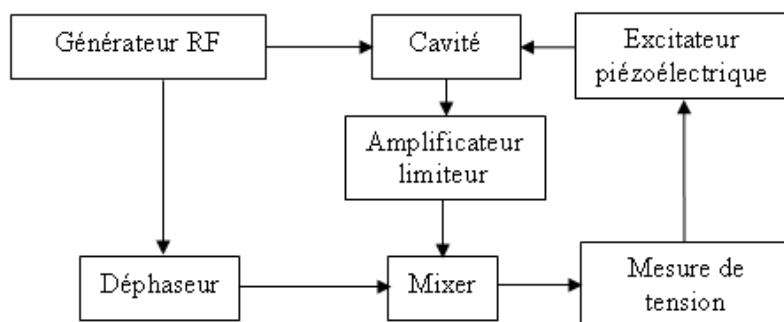


Figure 4-127 : Montage pour la mesure des microphonies en boucle ouverte.

Le mixer^a multiplie les deux signaux en sortie de la cavité et du générateur de référence (cf. **Figure 4-127**). Le produit fait apparaître une composante continue ne dépendant que de la différence de phase entre les deux signaux :

$$\begin{aligned} S(t) &= S_{cavité} \cdot \sin(\omega \cdot t + \varphi(t)) \cdot S_{ref} \cdot \sin(\omega \cdot t + \phi) \\ &= \frac{S_{cavité} \cdot S_{ref}}{2} \cdot [\sin(\varphi(t) - \phi) + \sin(2 \cdot \omega \cdot t + \varphi(t) + \phi)] \quad \text{(4-148)} \end{aligned}$$

Avec $\varphi(t)$ et ϕ , les phases des deux signaux exprimées en radian.

En filtrant la composante haute fréquence et en supposant que $\varphi - \phi$ est petit devant 1, nous pouvons simplifier le signal en sortie du mixer comme :

$$S(t) = \frac{S_{cavité} \cdot S_{ref}}{2} \cdot (\varphi(t) - \phi) \quad \text{(4-149)}$$

Or nous savons que pour un système du second ordre, nous pouvons interpoler linéairement la variation de phase en fonction de l'écart à la fréquence de résonance. *L'interpolation linéaire induit une erreur de l'ordre de 1 % pour des variations de fréquences plus petites que la demi-bande passante.* En sachant que la phase varie de 45° sur une demi-bande passante, on obtient :

$$\begin{aligned} S(t) &= \frac{S_{cavité} \cdot S_{ref}}{2} \cdot \left(\varphi_0 - \frac{\pi \cdot Q_L \cdot \delta f}{f_0} \cdot \sin(\omega_m \cdot t) - \phi \right) \\ &\text{Pour } \varphi - \varphi_0 < \pi/4 \quad \text{(4-150)} \\ \frac{\delta f}{\delta \varphi} &\approx - \frac{f_0}{\pi \cdot Q_L} \end{aligned}$$

Avec Q_L le facteur de qualité en charge de la cavité, f_0 la fréquence de résonance, φ_0 la phase de la cavité à l'accord et ω_m la pulsation de la perturbation mécanique. Le déphaseur nous permet d'annuler la différence $\varphi_0 - \phi$.

^a Mixer : effectue la multiplication des deux signaux en entrée.

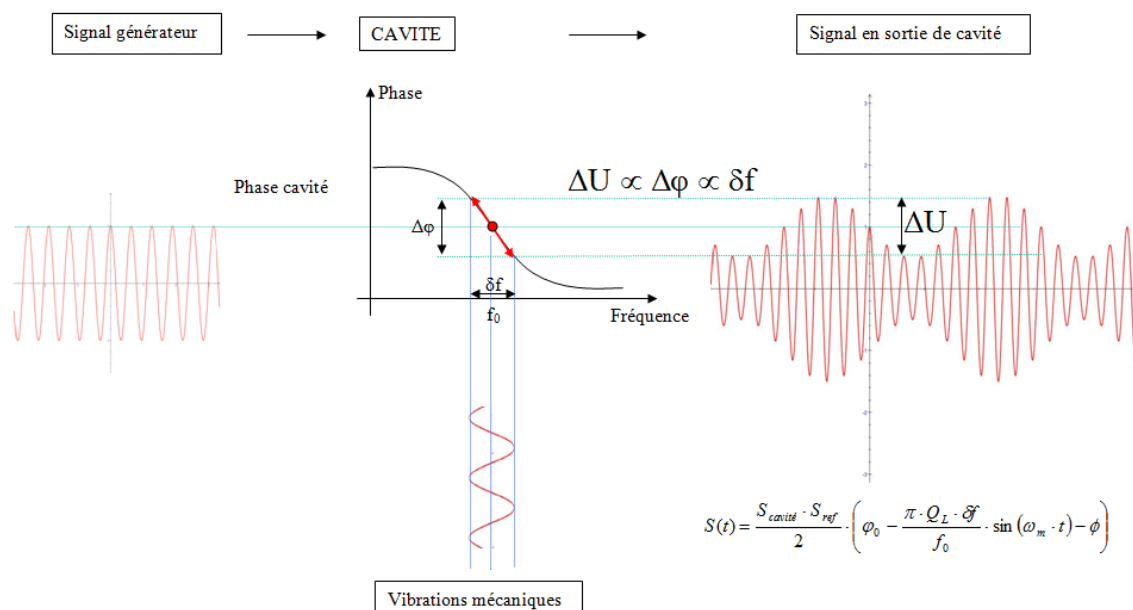


Figure 4-128 : Schéma explicatif de la transformation d'une modulation de fréquence (perturbation de la fréquence de la cavité) en modulation d'amplitude (facilement mesurable).

L'étalonnage de la chaîne de mesure est également effectué en modulant en fréquence la fréquence du générateur RF (cf. **Figure 4-129**). Cette méthode garantit une linéarité parfaite de la tension en sortie du mixer en fonction de la variation en fréquence et quelque soit la fréquence de la modulation. Ceci est vrai tant que les variations de fréquences sont inférieures à une demi-bande passante. Les mesures à chaud sont donc très simples à mettre en œuvre, la bande passante étant de plusieurs dizaines de kHz. A l'occasion des mesures à froid, la bande passante n'étant plus que de 88 Hz, la dynamique de mesure n'est donc que de 44 Hz. Cependant la sensibilité en fréquence est bien plus grande. D'après l'équation (4-150), une sensibilité de quelques $\mu V/Hz$ à chaud ($Q_L \sim 1000$) entraîne une sensibilité à froid de quelques mV/Hz ($Q_L \sim 10^6$).

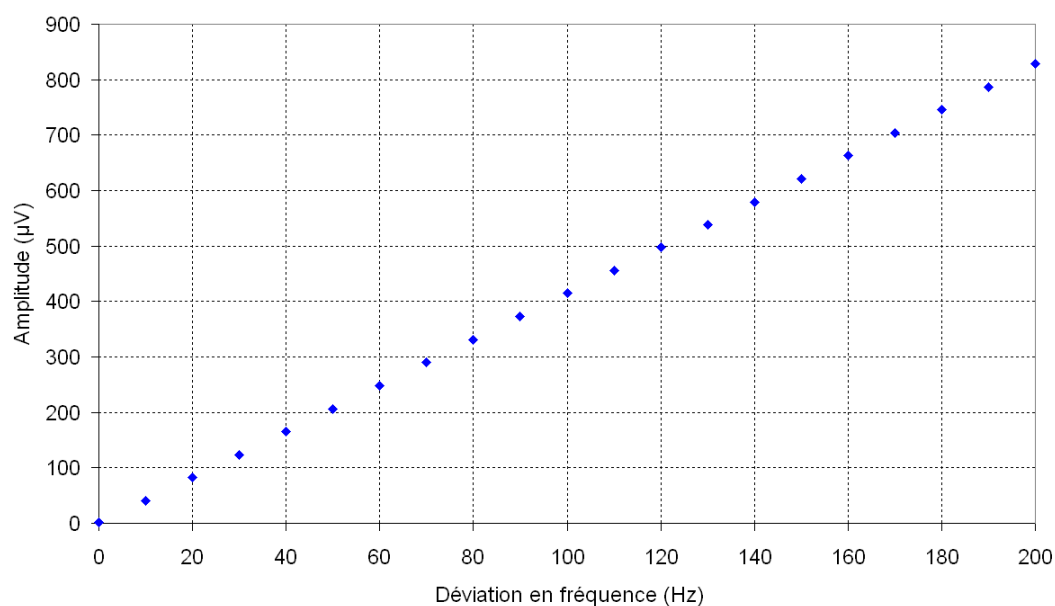


Figure 4-129 : Courbe d'étalonnage de la tension en sortie de mixer en fonction de l'amplitude de la modulation RF. Mesure effectuée à chaud avec une bande passante de plusieurs dizaines de kHz. Le coefficient d'étalonnage, ici de $4.1 \mu V/Hz$.

2.3.13 Mesure de tension

L'appareil de mesure de tension utilisé a évolué au cours de l'étude. Dans un premier temps, la tension a été mesurée par un « Lock-in amplifieur^a ». Cet appareil permet de mesurer un signal, même noyé dans le bruit avec une résolution de l'ordre du microvolt à une fréquence donnée par son oscillateur interne. Basée sur le principe d'une détection synchrone, il mesure la composante fréquentielle d'un signal en entrée à la fréquence de son signal de référence. En d'autres termes, la contribution de tout signal n'ayant pas la même fréquence que la référence interne est très fortement atténuée.

L'opération faite est donnée par l'équation suivante :

$$U_s(t) = \frac{1}{T} \int_{t-T}^t \sin(2 \cdot \pi \cdot f_{ref} \cdot s + \phi) \cdot U_e(s) \cdot ds \quad \text{(4-151)}$$

Avec T le temps d'intégration, f_{ref} la fréquence du signal de référence et U_e le signal en entrée.

Ainsi en augmentant pas à pas la fréquence de la référence, commandant également l'excitateur mécanique piézoélectrique, on va pouvoir tracer la fonction de transfert de l'ensemble système module piézoélectrique-cavité, c'est-à-dire la variation de la fréquence de résonance de la cavité en fonction de la fréquence d'excitation. La résolution de la mesure est d'autant plus grande que le temps d'intégration est grand. Les microphonies étant étudiées entre typiquement une dizaine de Hertz et 500 Hz, on comprend que le temps nécessaire pour tracer le spectre microphonique de la cavité avec une résolution de 1 Hz nécessite environ 30 minutes (en comptant en moyenne 3 secondes par mesure, temporisations incluses). Ceci est très contraignant spécialement lors des tests à froid, car la stabilité de l'ensemble du système doit être assurée. De plus, cet appareil de mesure est complètement « aveugle » aux harmoniques et modes couplés. En effet, il ne peut mesurer que la contribution des perturbations à la même fréquence que le signal de référence, c'est-à-dire à la fréquence de l'excitation mécanique.

Cet appareil n'est finalement pas réellement adapté à la caractérisation modale d'une structure. C'est pourquoi, le « lock-in amplifieur » a été remplacé par la suite par une carte d'acquisition rapide^b spécialement conçue pour les études vibratoires. Avec une fréquence d'échantillonnage de 200 kHz et une résolution de 24 bits, cette carte nous permet d'établir le spectre microphonique avec une résolution bien inférieure à 1 Hz en quelques secondes. De plus, la réponse impulsionnelle de la cavité peut être étudiée. Contrairement au « Lock-in amplifieur » qui nécessitait un balayage pas à pas de la fréquence d'excitation, l'ensemble des modes mécaniques de la cavité peuvent être excités par un choc. Ceci nous a permis d'étudier l'excitabilité des modes mécaniques en fonction de la localisation de la perturbation.

^a Lock-in amplifieur : <http://www.thinksrs.com/>

^b Carte d'acquisition de signaux dynamiques au format PXI, NI-PXI 4462 distribuée par National Instrument.

2.3.2 Spectres microphoniques de la cavité Spiral2

Nous présenterons ici l'ensemble des résultats obtenus dans plusieurs configurations testées. Dans chaque cas nous décrirons brièvement les conditions de test et donnerons un exemple de spectre.

2.3.21 Spectre microphonique à chaud sous excitation sinusoïdale

Dans cette configuration, l'excitation mécanique sinusoïdale est donnée par un système piézoélectrique installé sur l'un des piquages supérieur de la cavité (cf. **Figure 4-131a**). Il est commandé par l'oscillateur interne du « Lock-in » branché sur une entrée de modulation de l'alimentation du système piézoélectrique. La cavité est positionnée sur une table rigide et stable. Le montage en boucle ouverte est utilisé et la mesure en sortie de mixer effectuée à l'aide du « Lock-in ». La fréquence d'excitation est augmentée pas à pas de 20 Hz à 500 Hz. Chaque mesure est intégrée sur une seconde. L'excitation mécanique générée par le système piézoélectrique est bien supérieure à n'importe quelle vibration naturelle. Ceci assure la bonne excitation de tous les modes et la quantification de leur réelle contribution aux désaccords de la cavité.

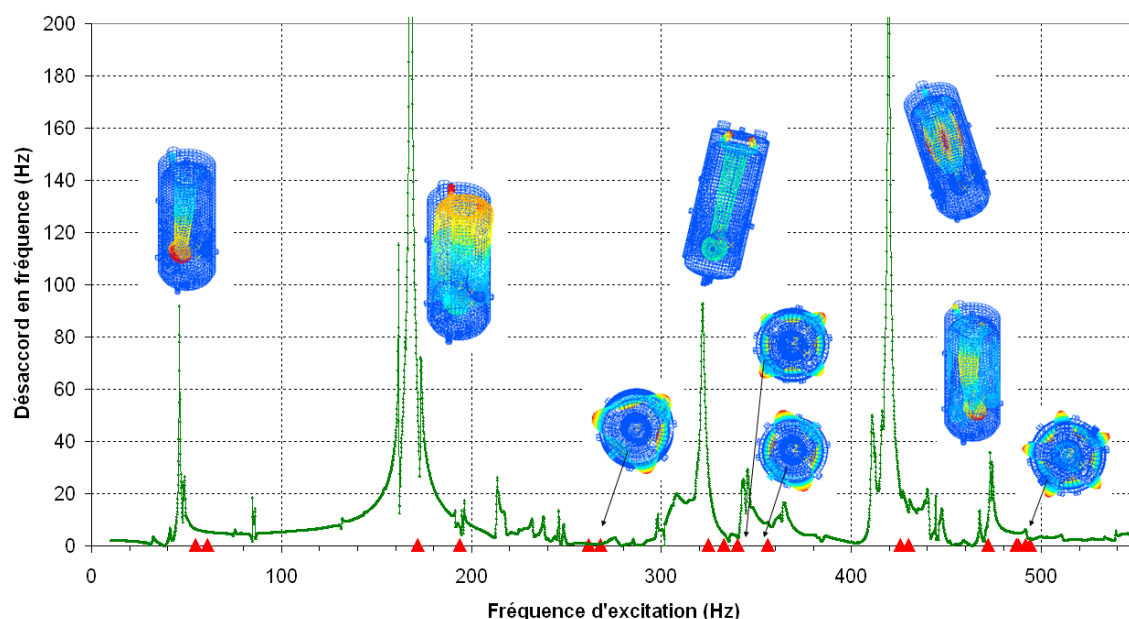


Figure 4-130 : Spectre microphonique de la cavité prototype sous excitation piézoélectrique. Les triangles positionnés sur l'axe des abscisses ainsi que les illustrations matérialisent les fréquences et les déformées des modes mécaniques de la cavité trouvées à l'occasion des simulations.

Les spectres obtenus sont en très bon accord avec les résultats des simulations effectuées (cf. **Figure 4-130**). A première vue, nous pouvons constater, comme énoncé précédemment, que les cinq modes affectant le stem sont situés au niveau des principaux pics de désaccord. Les écarts entre les fréquences des modes des résultats de simulations et des tests, peuvent être de diverses origines. Nous pouvons mettre en cause les écarts géométriques (épaisseur réelle des parois) et notamment la définition des conditions aux limites.

Il apparaît également d'autres pics n'ayant pas été prédits lors des simulations. Ceux-ci pourraient provenir, d'après la **Figure 4-131b**, non pas de la cavité elle-même, mais sans doute de la résonance du tank hélium ou du système piézoélectrique. En effet, le fait d'augmenter la précontrainte sur le système piézoélectrique influe particulièrement sur cette partie du spectre, la chambre de l'élément piézoélectrique étant fixé sur le tank hélium et précontraint sur la bride de fermeture du piquage supérieur.

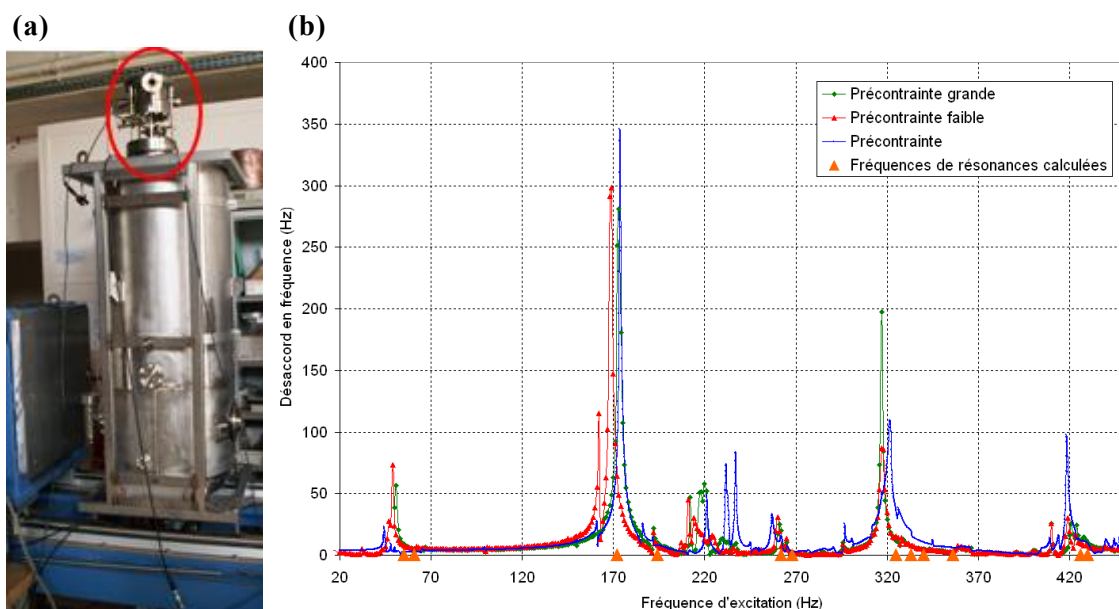


Figure 4-131 : (a) : Photographie de la cavité prototype (Rocco) durant les mesures d'un spectre microphonique. Le système piézoélectrique (entouré) est installé sur un des ports de couplage pour le système d'accord. (b) : Influence de la précontrainte exercée sur le système piézoélectrique sur le spectre microphonique de la cavité prototype (Rocco).

Un spectre similaire a été tracé cette fois-ci avec la cavité de présérie Tokyo. Celle-ci, comme nous l'avons vu précédemment, a été rigidifiée sur la partie supérieure. Ainsi le deuxième mode (cf. **Figure 4-123**) aux environs de 170 Hz pour Rocco devrait être déplacé à 230 Hz. Cependant, d'après la **Figure 4-132** ci-dessous, il apparaît bien deux modes aux environs de 230 Hz, mais il reste une résonance significative à 170 Hz. Contrairement à Rocco, cette résonance est unique et n'est pas composée d'un doublet. Cette observation, nous mène à penser que la résonance mise en jeu est provoquée par un élément ayant une symétrie de révolution. Il a été trouvé que l'antenne utilisée pour le couplage à chaud est responsable de cette résonance supplémentaire. En effet, la fréquence du premier mode de l'antenne est de 170 Hz^a.

Il sera donc nécessaire d'apporter une attention particulière aux modes mécaniques du coupleur de puissance, les vibrations de l'antenne de couplage étant a priori gênante. Des simulations effectuées [GIRAUD09] rapportent deux résonances à 74 et 468 Hz.

^a Simulation effectuée sous Samcef Field en considérant un cylindre en laiton d'une longueur de 160 mm et d'un diamètre de 8 mm encastré sur une extrémité.

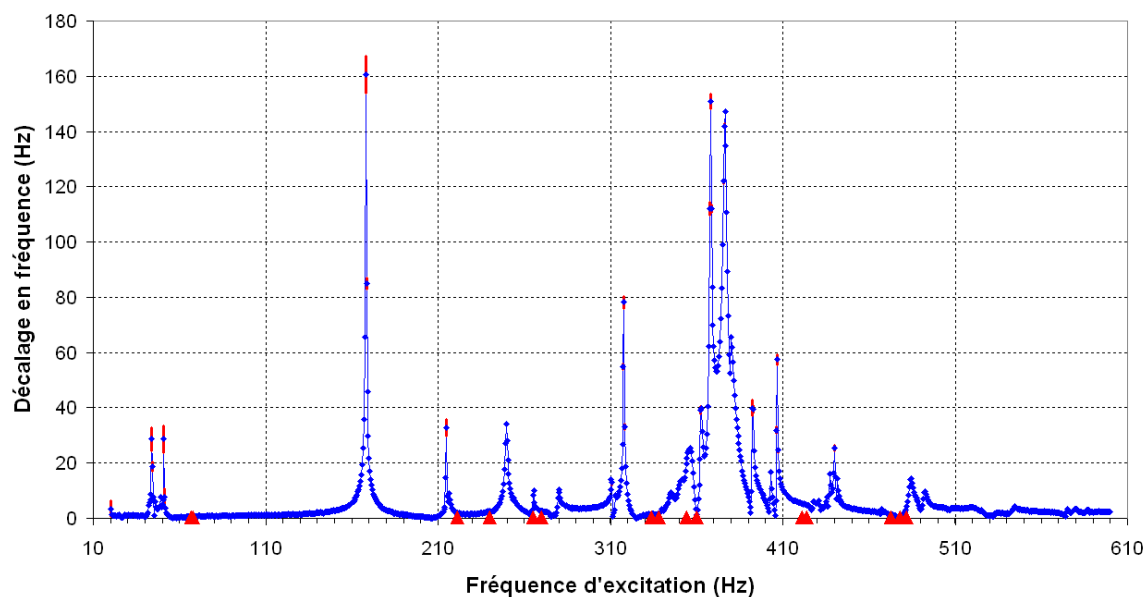


Figure 4-132 : Spectres microphoniques de la cavité de présérie (Tokyo) sous excitation piézoélectrique. Les triangles positionnés sur l'axe des abscisses matérialisent les fréquences des modes mécaniques de la cavité trouvées à l'occasion des simulations. La résonance à 170 Hz pourrait être causée par un mode d'une antenne de couplage.

Les principales limitations de ce type d'étude est le temps nécessaire au balayage de l'intervalle de fréquence et la normalisation du spectre par rapport à une grandeur physique. La fonction de transfert du système piézoélectrique couplé à la cavité n'est pas évidente à déterminer. Cette étude reste essentiellement une caractérisation modale de l'ensemble.

2.3.22 Spectre microphonique à chaud sous excitation impulsionnelle

Comme nous l'avons mentionné auparavant, ce type de spectre est obtenu « en tapant » à différents endroits de la cavité. Cette mesure nécessite l'utilisation de la carte d'acquisition rapide. Le montage en boucle ouverte est à favoriser dans ce cas. L'intérêt majeur est l'excitation simultanée de la totalité des modes mécaniques de la structure. En effet, la transformée de Fourier d'une impulsion (ou pic de dirac) est un spectre blanc, toutes les fréquences sont excitées à une même amplitude. De plus, contrairement à une excitation piézoélectrique, la mesure est très rapide (quelques secondes, cf. **Figure 4-133**).

Les spectres microphoniques obtenus sont superposés sur la **Figure 4-134** ci-dessous. Les modes excités sont relativement nombreux quelle que soit la localisation de la perturbation. Ainsi un choc important peut provoquer un désaccord bien supérieur à la capacité de régulation du système LLRF. Cependant, les chocs encourus par la cavité ont été réalisés directement sur la cavité, ce qui dans les conditions d'utilisation n'est pas réaliste. La cavité est confinée dans le cryomodule et maintenue au niveau du tank hélium par des tiges sous contraintes et au niveau du tube faisceau par des soufflets métalliques offrant un bon amortissement des vibrations. *Toutefois, nous devons encore une fois porter une attention particulière aux perturbations provenant du bas de la cavité, celui-ci étant en contact direct avec l'extérieur par l'intermédiaire du coupleur de puissance.*

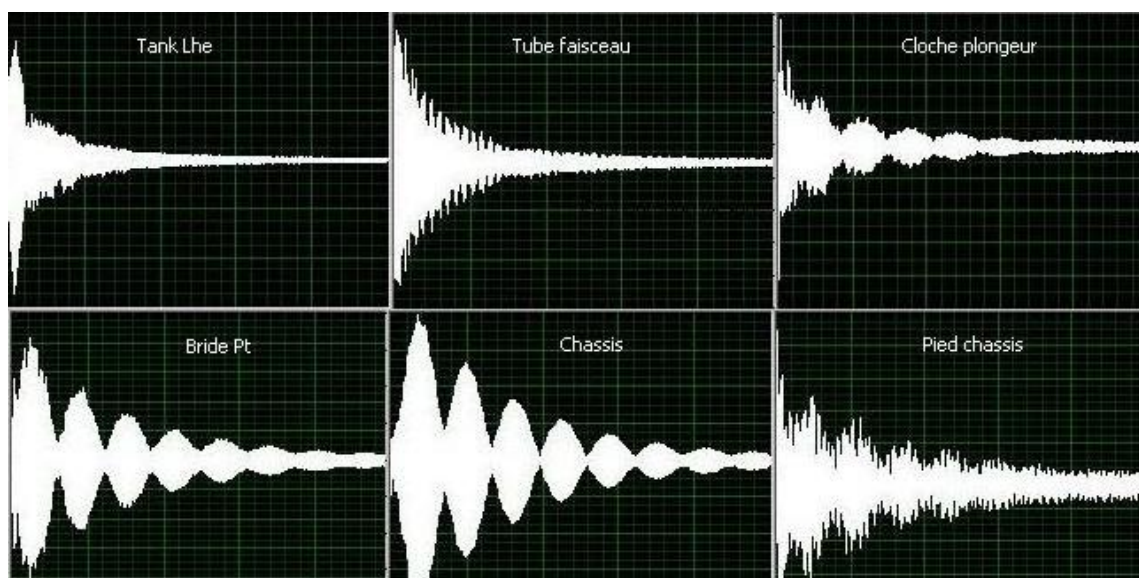


Figure 4-133 : Evolution temporelle (1 seconde par division) du désaccord en fréquence après un choc à différents emplacements. De haut en bas et de gauche à droite, le choc est provoqué sur le tank hélium, sur le tube faisceau, sur la cloche du plongeur, sur un piquage de couplage d'une antenne de diagnostique, sur le châssis de mesure et finalement sur un des pieds du châssis. L'amplitude maximale des signaux de quelques millivolts correspond à une variation de fréquence de plusieurs centaines de Hertz.

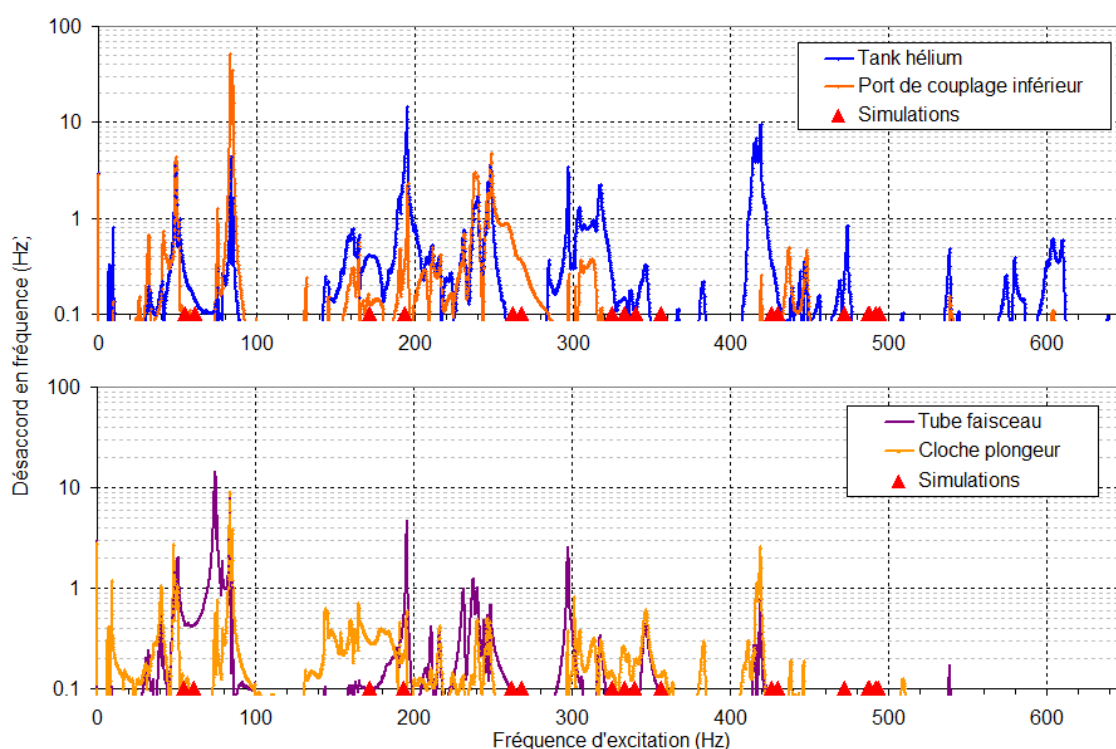


Figure 4-134 : Spectres microphoniques de la cavité prototype (Rocco) sous excitation impulsionnelle. Les triangles positionnés sur l'axe des abscisses matérialisent les fréquences des modes mécaniques de la cavité trouvées à l'occasion des simulations.

Il est intéressant de noter que dans certains cas, la décroissance de l'enveloppe est modulée à une fréquence proche de 1 Hz, sorte d'interférence entre deux modes. Ceci est le signe de l'excitation simultanée de deux modes très proches en fréquence (très certainement un doublet, c'est-à-dire que la déformée est la même mais leur axe de déformation sont orthogonaux). En effectuant un zoom sur la résonance vers 85 Hz, on

s'aperçoit que deux modes sont couplés et sont espacés de 1.6 Hz. La modulation de l'enveloppe observée étant plus précisément de 0.8 Hz, ils sont bien responsables de ce phénomène, la fréquence de la modulation étant la moitié de l'écart en fréquence (identités trigonométriques, transformation de produit en somme).

L'étude impulsionnelle, bien moins contraignante que la précédente nous permet de dresser rapidement le spectre de la cavité avec précision. Cependant, de la même façon que l'étude précédente, il est délicat de normaliser le spectre par rapport à une excitation donnée et finalement de prédire quel serait le désaccord réellement subit par la cavité installée dans le cryomodule. Pour cela, nous avons procédé à des mesures complémentaires, cette fois-ci dans des conditions similaires à celles sur l'accélérateur.

2.3.23 Spectre microphonique en configuration machine sans excitation

L'étude du spectre microphonique sans excitation va nous permettre de caractériser l'influence réelle des microphonies sur la cavité, lorsque celle-ci est dans les conditions de fonctionnement. Nous connaissons a priori tous les modes entraînant un désaccord significatif de la fréquence de résonance de la cavité. Il reste maintenant à savoir quels modes sont réellement excités par le bruit mécanique environnant lorsque le fonctionnement est stable. Pour cela, la cavité peut être réglée en boucle auto-oscillante ou en boucle ouverte, la bande passante étant de 88 Hz. Le montage utilisé est donc, respectivement, celui présenté **Figure 4-125** ou **Figure 4-127**. La mesure est effectuée par la carte d'acquisition rapide avec un temps d'intégration relativement long (~ 100 secondes) afin de tracer le spectre moyen (cf. **Figure 4-135**) ou le sonagramme (spectre en trois dimensions, la troisième dimension ajoutée étant de temps).

Les résultats obtenus à l'occasion des tests à froid du cryomodule en configuration machine sont très encourageants. Les pics de désaccords restent très inférieurs à 1 Hz. Le désaccord global évalué par intégration du spectre est de l'ordre de 3 Hz. Ce résultat est en accord avec les observations faites et présentées dans la partie 3 (cf. **Figure 3-98**). La bande en fréquence la plus excitée est principalement comprise entre 0 et 100 Hz. Au-delà quelques pics apparaissent d'une amplitude relativement basse. Cependant, un pic très haut en fréquence (955 Hz) est remarquable. Celui-ci correspond aux vibrations générées par la turbine du pompage turbo-moléculaire de la cavité installée sur le tube faisceau durant les tests cryomodules.

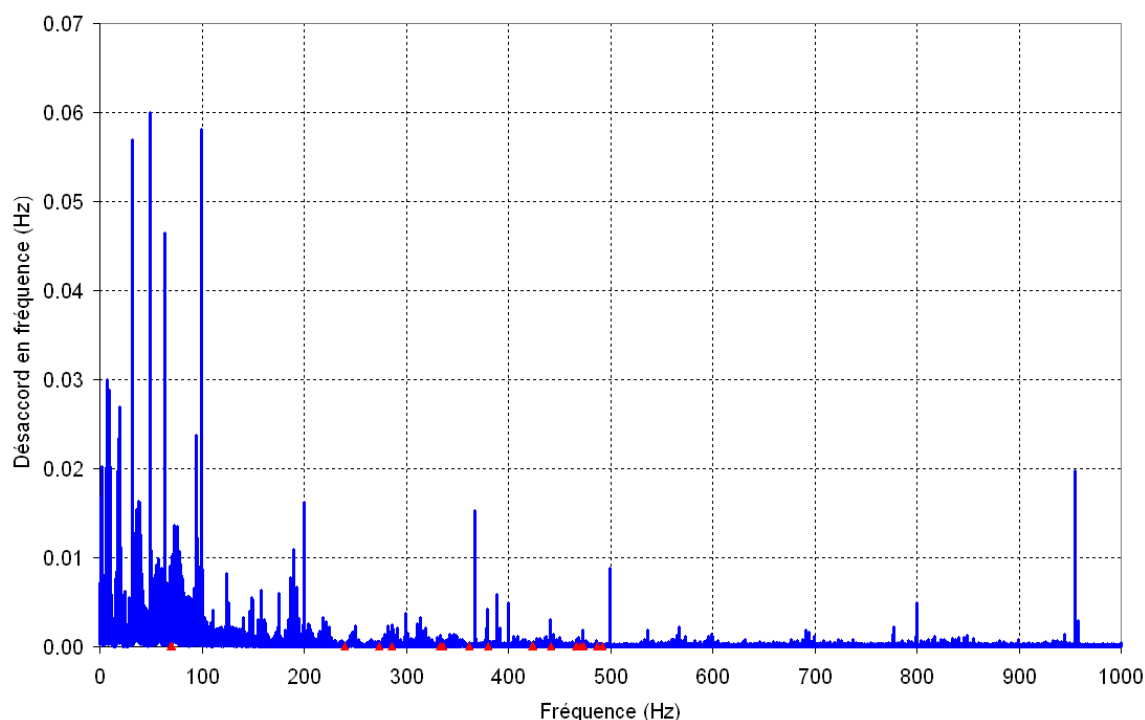


Figure 4-135 : Spectre microphonique sans excitation de la cavité de série Eretrude (MB02) durant les tests à froid en configuration machine. Les triangles positionnés sur l'axe des abscisses matérialisent les fréquences des modes mécaniques de la cavité trouvées à l'occasion des simulations.

2.3.24 Spectre microphonique en configuration machine avec excitation

Cette étude, complémentaire à la précédente, permet de caractériser l'évolution du spectre lorsqu'un élément du cryomodule subit un changement d'état (vanne, instabilités du bain d'hélium, choc sur l'enceinte à vide, ...).

Nous présenterons ici les spectres microphoniques obtenus à l'occasion d'un choc sur l'enceinte à vide et de la fermeture de la vanne du vide d'isolement du cryomodule.

Dans le premier cas, un choc est effectué sur le côté de l'enceinte à vide. Un accéléromètre installé sur la platine supérieure du cryomodule mesure les vibrations ressenties. Les résultats sont présentés sur la **Figure 4-136** ci-dessous. La déviation en fréquence juste après le choc est relativement grande dans notre cas étant donné que celui-ci est produit par un coup de maillet. Cependant, nous constatons que 200 ms après le choc, le désaccord en fréquence a diminué au niveau du bruit ambiant soit environ 3 Hz. La décroissance de l'enveloppe, par comparaison à celles présentées sur la **Figure 4-133** est très similaire à celle provoquée par un choc sur le tank hélium. Ceci laisse à penser que les vibrations se transmettent essentiellement par le tank, point d'accroche des tiges de maintien.

Lors de la fermeture d'une vanne, le décalage en fréquence de la cavité reste inférieur à plus ou moins 15 Hz (cf. **Figure 4-137**), ce qui est acceptable pour la régulation LLRF.

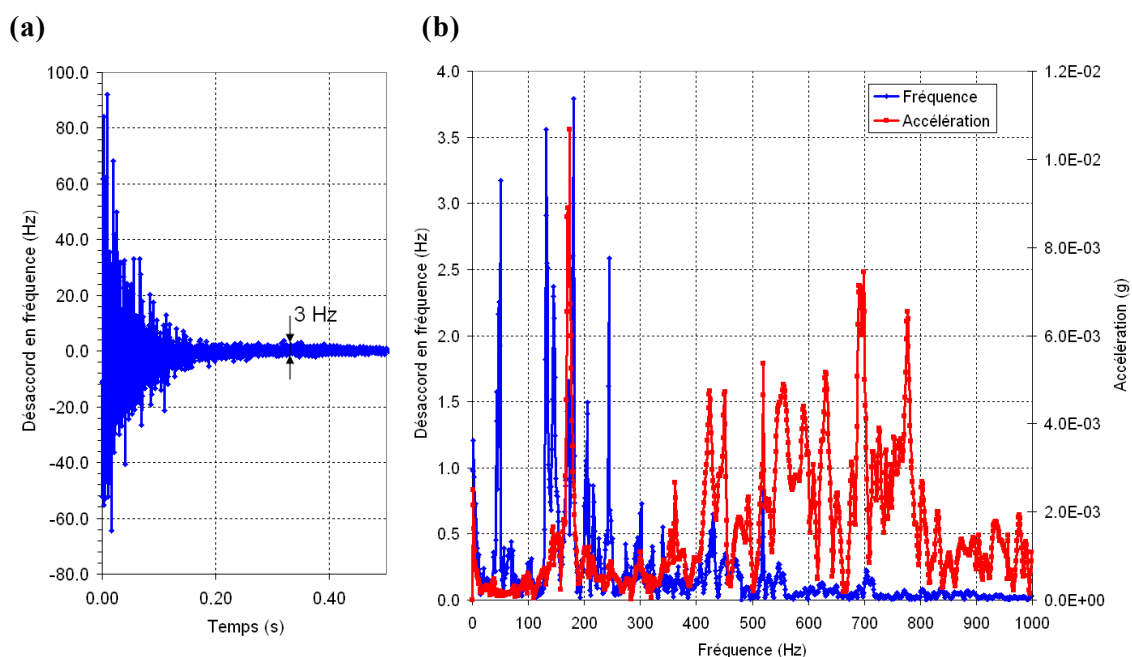


Figure 4-136 : (a) : Désaccord en fréquence de la cavité en fonction du temps après un choc exercé sur l'enceinte à vide. (b) : Spectres microphonique et vibrationnel associés au choc.

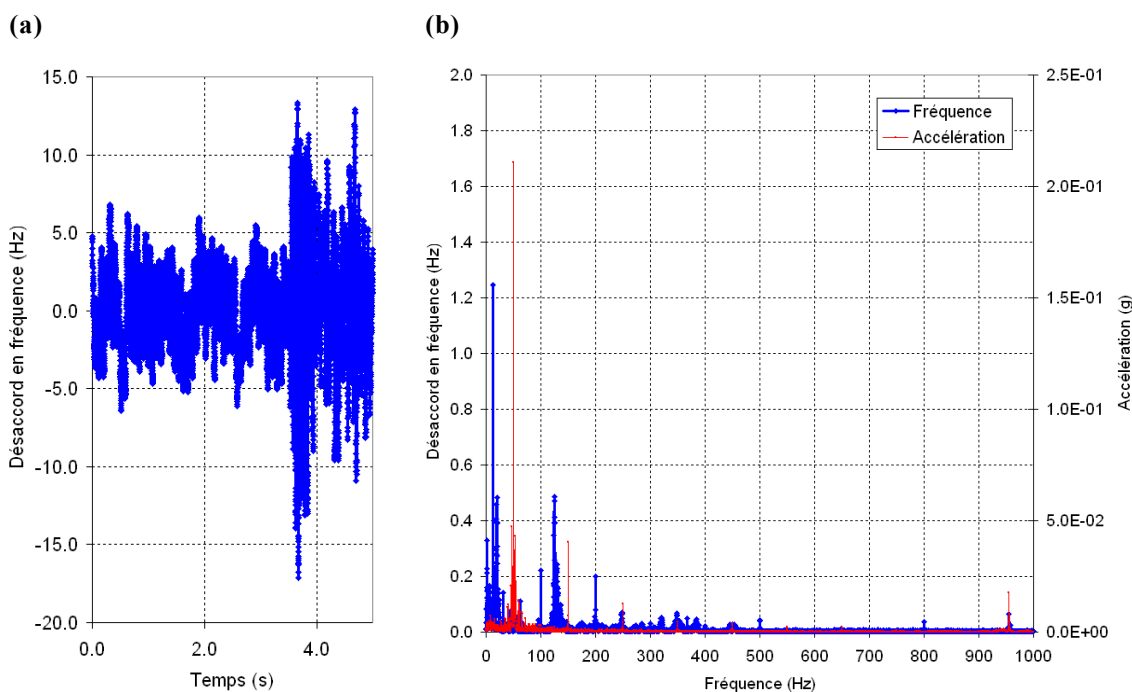


Figure 4-137 : (a) : Désaccord en fréquence de la cavité en fonction du temps pendant la fermeture de la vanne du vide d'isolement du cryomodule. (b) : Spectres microphonique et vibrationnel associés à la fermeture de la vanne.

2.3.3 Discussion

Affirmer que le bon fonctionnement de la cavité est oui ou non altéré par les microphonies n'est pas évident. La plage de régulation du LLRF est à première vue très suffisante pour compenser le bruit environnant. Cependant, en cas de choc sur l'enceinte à vide ou d'un coup de bélier dans le bain d'hélium de plus de 6 millibars (nous pouvons rappeler une sensibilité d'environ 7 Hz/mbar), il est très probable que le désaccord ne peut être récupéré mais cela sur un temps très court, inférieur à 100 ms.

Des tests complémentaires mériteraient une attention particulière, notamment l'excitation des modes mécaniques par modulation des forces de Lorentz, c'est-à-dire en régime pulsé. L'étude de l'influence des modes mécaniques du coupleur sur la stabilité du champ serait également intéressante, étant donné que les deux premiers modes (74 Hz et 468 Hz) sont proches de certaines résonances de la cavité.

En régime stable, d'un point de vue cryogénique et mécanique, les perturbations microphoniques engendrées par le bruit de fond sont suffisamment atténuées lorsque la cavité est installée dans le cryomodule. Les résultats obtenus dans ces conditions sont très bons. Par contre, l'excitation de certains modes semble très facile et peut rapidement s'avérer critique pour le fonctionnement de l'accélérateur.

L'ajout de systèmes d'amortissement, comme présentés auparavant, n'est pas encore justifié et pourrait au contraire dégrader la situation. En effet, l'ajout d'un poids au fond du stem a été simulé à chaud en remplissant le stem avec de l'eau (cf. **Figure 4-138**). Certaines résonances, pour une excitation équivalente, semblent être amplifiées. C'est le cas du premier mode proche de 50 Hz.

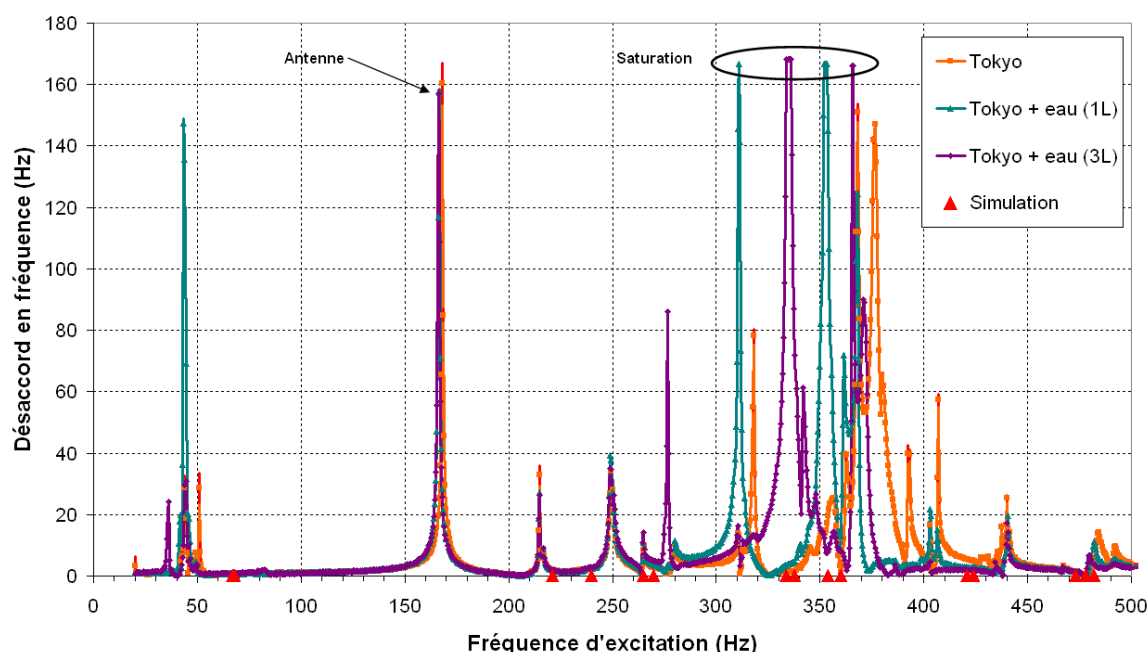


Figure 4-138 : Spectres microphoniques avec excitation piézoélectrique de la cavité de présérie Tokyo à chaud en fonction du volume d'eau ajouté dans le stem. Les triangles positionnés sur l'axe des abscisses matérialisent les fréquences des modes mécaniques de la cavité trouvées à l'occasion des simulations.

Il est donc important, avant d'étudier une stratégie d'amortissement des modes, de caractériser au mieux les vibrations présentes sur les lieux du futur accélérateur et de tester dans les conditions réelles une cavité intégrée dans son cryomodule.

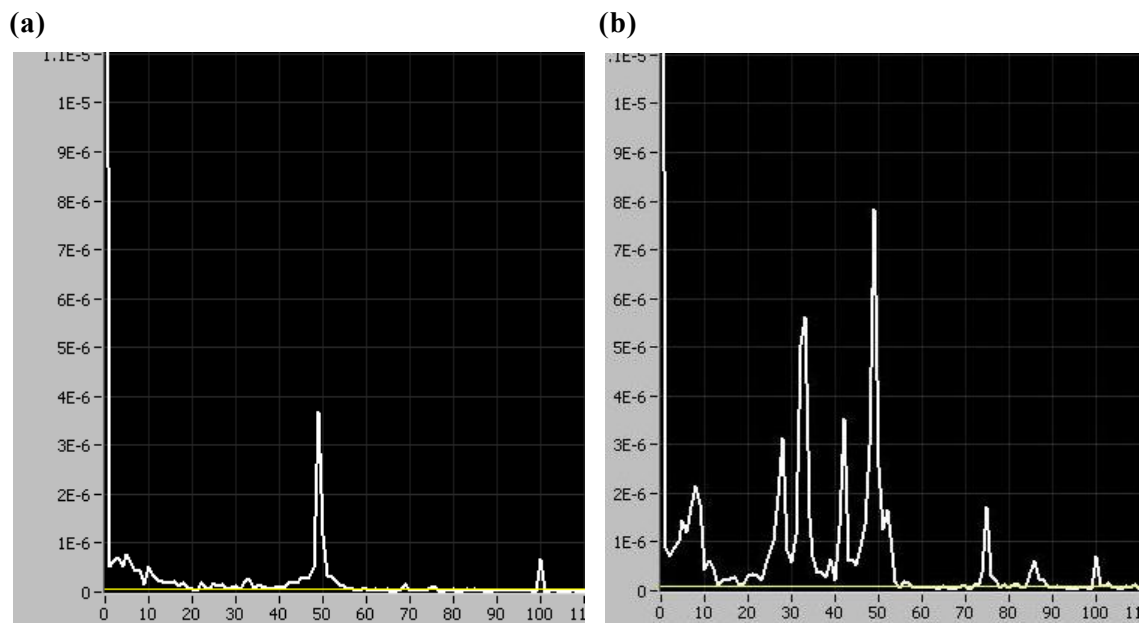


Figure 4-139 : (a) : Spectre microphonique sans excitation et à chaud. La cavité est installée sur le châssis des cryomodules Spiral2. Le pic à 50 Hz correspond aux vibrations d'une pompe primaire située à une dizaine de mètre de la cavité. Son amplitude est de l'ordre de 2 Hz. (b) Spectre acquis dans les mêmes conditions à l'occasion du passage d'un train (RER) sur une voie ferrée située à une cinquantaine de mètres des bâtiments. Mesures prises à l'IPN d'Orsay.

3. Caractérisation de la résistance de surface d'un supraconducteur sous champ RF

3.1 Les différentes contributions à la résistance de surface

3.1.1 La résistance BCS

3.1.11 *Contribution de la température*

3.1.12 *Contribution de la pureté du Niobium*

3.1.13 *Proposition d'une dépendance magnétique de la résistance BCS*

3.1.2 La résistance résiduelle

3.1.21 *Présence d'impuretés*

3.1.22 *Piégeage du champ magnétique terrestre*

3.1.3 Interpolation des courbes

3.2 L'effet 100K

3.2.1 Origines

3.2.11 *Sources d'hydrogène*

3.2.12 *Dynamique de formation et propriétés des différentes phases*

3.2.13 *Cinétique de formation et rôle des défauts cristallins*

3.2.2 Observations réalisées durant les tests des cavités Spiral2

3.2.3 Discussion

3.1 Les différentes contributions à la résistance de surface

La résistance de surface d'un matériau supraconducteur soumis à un champ RF est, nous l'avons vu, la contribution de deux termes notés R_{BCS} et R_{res} :

$$R_S = R_{BCS} + R_{res} \quad (4-152)$$

Nous allons tenter d'expliquer dans cette partie, quels sont les paramètres influençant sur chacun des deux termes afin de comprendre certains phénomènes observables durant les tests des cavités supraconductrices et en particulier la chute du facteur de qualité avec le champ accélérateur.

Nous limiterons ici notre étude uniquement aux effets ayant une contribution non négligeable aux variations du facteur Q_0 réellement observées sur les cavités quart d'onde Spiral2. Ainsi notre étude n'étant pas exhaustive, il convient de se référer à l'article [BAUER04] afin d'avoir un aperçu plus global sur les différentes contributions pour les cavités supraconductrices en général.

Dans le cas idéal, c'est à dire que les propriétés supraconductrices ne dépendent en rien du champ électromagnétique, que l'état de surface est parfait et que la conductivité thermique du Niobium est infinie, la courbe caractéristique du facteur de qualité Q_0 en fonction du champ accélérateur consisterait simplement en une droite horizontale arrêtée à une valeur de champ donnée par le champ magnétique critique de 160 mT à 4.2K pour le Niobium. Ceci correspondrait à un champ accélérateur d'environ 17 MV/m pour une cavité Spiral2.

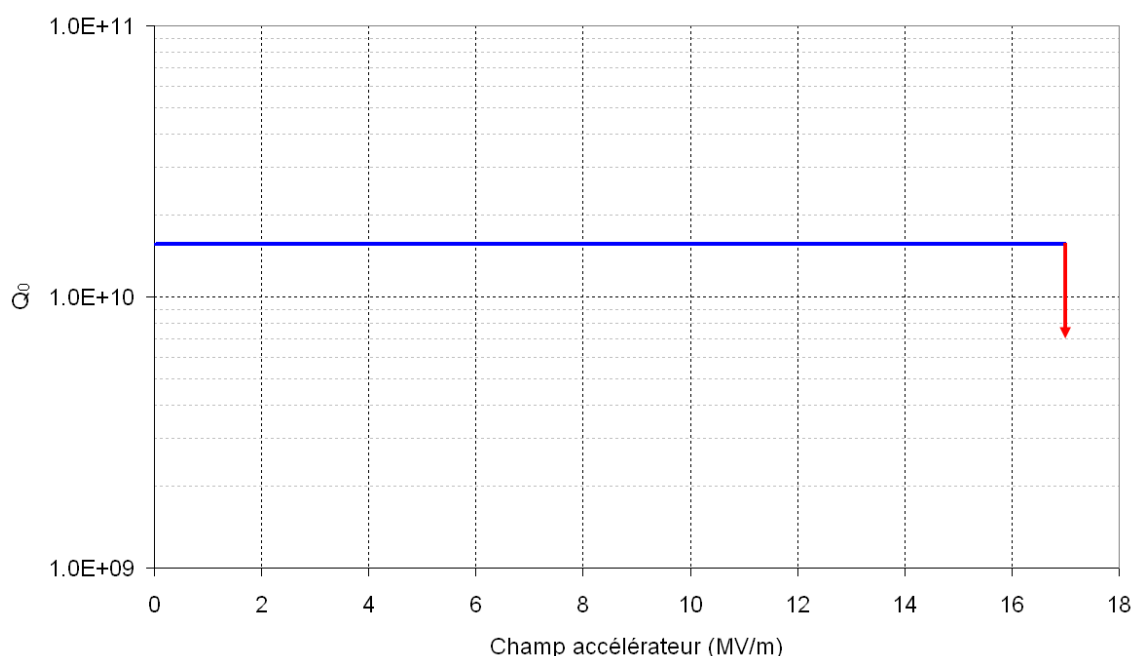


Figure 4-140 : Evolution du facteur de qualité d'une cavité idéale en fonction du champ accélérateur.

3.1.1 La résistance BCS

Comme nous avons pu le voir dans la partie 2 (cf. **Résistance de surface réelle**), la résistance théorique de surface, dite résistance BCS, peut être exprimée par :

$$R_{BCS}(T) = \frac{A(\lambda, \xi, \ell) \cdot \omega^2}{T} \cdot \exp\left(-\frac{\Delta(0)}{k_B \cdot T}\right) \quad (4-153)$$

Dans la majorité des modèles élaborés pour quantifier la résistance BCS, seules les contributions de la température et de la pureté du matériau sont prises en compte. Dans un premier temps, nous développerons et quantifierons leur réelle contribution à la résistance théorique BCS. Cependant, nous verrons que la chute prononcée du facteur Q_0 en fonction du champ accélérateur ne peut être expliquée ni par une élévation de température, ni par la présence de défauts. Ainsi, dans un deuxième temps, nous proposerons un modèle basé sur une approche phénoménologique donnant une explication possible à cette chute significative du facteur Q_0 .

3.1.11 Contribution de la température

L'augmentation du champ accélérateur dans la cavité, et donc des champs magnétiques de surface n'est pas uniquement limitée par le champ limite de quench mais également par la capacité du bain d'hélium à extraire cette puissance déposée. Que ce soit le champ limite ou la résistance de surface, ces deux grandeurs sont intimement liées à la température. Une cavité mal refroidie, notamment dans les zones de forts champs, risque de voir sa température de surface augmenter de plusieurs dixièmes de Kelvin, entraînant une hausse de la résistance de surface de $2n\Omega/K$ aux environs de 4.2K. Ainsi, le facteur de qualité d'une cavité type Spiral2 chute de 50 % pour une augmentation de température d'à peine 0.7 K.

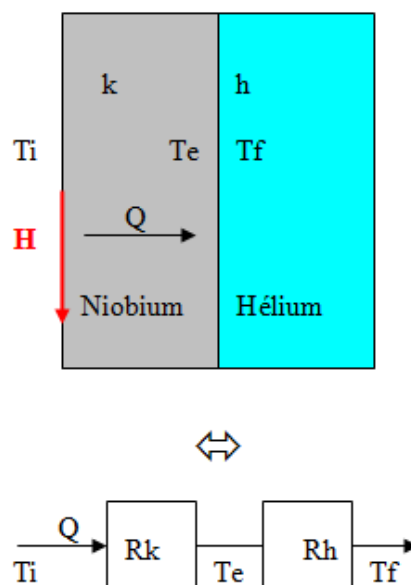


Figure 4-141: Schématisation des échanges thermiques entre l'hélium et le Niobium soumis à un champ électromagnétique.

Nous pouvons établir un modèle de l'évolution de la température de la surface du Niobium en fonction de la puissance dissipée par le champ magnétique (cf. **Figure 4-141**). En considérant un flux thermique q , les températures T_i (température du Niobium coté RF), T_e (température du Niobium coté Hélium) et T_f (la température de l'hélium), nous pouvons définir les deux résistances thermiques associées à la conduction entre les deux faces du Niobium (R_k) et à la convection à l'interface Niobium/hélium (R_h) par :

$$R_k = \frac{e}{k(T)} \quad \text{et} \quad R_h = \frac{1}{h(T)}$$

Et

(4-154)

$$q = \frac{T_i - T_e}{R_k} = \frac{T_e - T_f}{R_h} = \frac{1}{2} R_s \cdot H^2$$

Avec k la conductivité thermique du Niobium, e l'épaisseur de la plaque de Niobium, $h(T)$ le coefficient d'échange par convection, R_s la résistance de surface et H le champ magnétique de surface.

L'application numérique des résistances thermiques à 4.2K et pour un RRR ~ 250 donne $R_k^a = 5.5 \cdot 10^{-5} \text{ K} \cdot \text{m}^2/\text{W}$ et $R_h^b \sim 3.3 \text{ K} \cdot \text{m}^2/\text{W}$. La résistance thermique du Niobium est donc négligeable. La température T_i de la surface interne du Niobium est de ce fait totalement déterminée par le coefficient d'échange par convection.

$$T_i - T_f = \frac{R_s(T_i) \cdot H^2}{2 \cdot h(T_i)} \quad \text{(4-155)}$$

Ainsi, à partir d'un développement limité au premier ordre de la résistance BCS donné par :

$$R_{BCS}(T_i) \approx R_{BCS}(T_f) + \frac{\partial R_{BCS}}{\partial T} \cdot (T_i - T_f) \quad \text{(4-156)}$$

Nous pouvons exprimer la résistance de surface en fonction du champ de surface en injectant l'équation (4-155) dans (4-156) :

$$R_{BCS}(T_i) \approx R_{BCS}(T_f) + \frac{\partial R_{BCS}}{\partial T} \cdot \frac{R_s(T_i) \cdot H^2}{2 \cdot h(T_i)} \quad \text{(4-157)}$$

Dans le cas simple où le coefficient d'échange peut être considéré indépendant de la température et égal à h_0 , et la variation de la résistance BCS linéaire avec la température (bonne approximation pour des petites variations), nous pouvons en déduire la résistance de surface en fonction du champ magnétique par :

^a Une bonne approximation de la conductivité thermique du Niobium à 4.2K est donnée par $RRR=4 \cdot k$. [PADAMSEE98]

^b $h(T)$ est évalué à partir de la **Figure 4-142a** extraite de [VANSCIVER86] pour un flux thermique de 300 W/m^2 . L'équivalent d'un champ accélérateur de 10 MV/m et un facteur de qualité de $5^{\text{e}8}$.

$$R_s(H) \approx \frac{R_{BCS}(H=0) + R_{res}(H)}{1 - \frac{\partial R_{BCS}}{\partial T} \cdot \frac{H^2}{2 \cdot h_0}} \quad (4-158)$$

Nous retrouvons une formulation équivalente à celle donnée par [BAUER04], faite dans le cas de l'hélium superfluide à 2K. Cependant, nous pouvons améliorer ce modèle en prenant en compte l'évolution du coefficient d'échange avec la température. Dans la littérature, le coefficient d'échange dans le cas d'une convection naturelle en régime d'ébullition nucléée dans l'hélium à 4.2K, est donné par [VANSCIVER86] pour des flux jusqu'à $1 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$:

$$h(T_i) = h_0 \cdot (T_i - T_f)^{3/2} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1} \quad (4-159)$$

Avec $h_0 = 1 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{K}^{-5/2}$

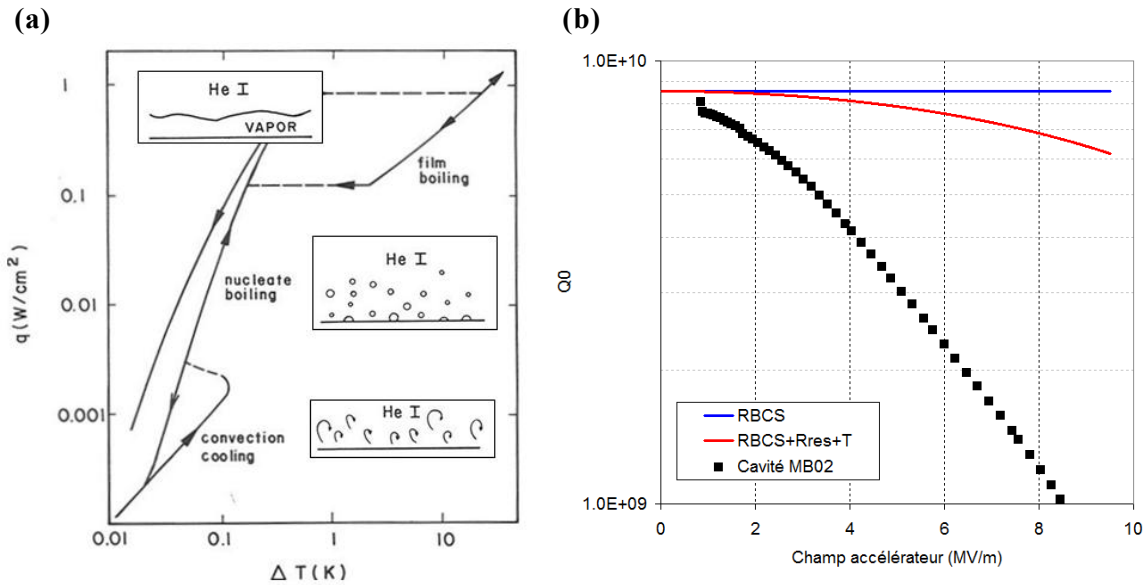


Figure 4-142 : Différents régimes d'échange possibles entre une surface refroidie à l'hélium liquide à 4.2K. Pour des flux inférieurs à 10 W/m^2 , les échanges thermiques sont effectués par convection naturelle. Pour des flux plus importants et jusqu'à 10000 W/m^2 , l'échange thermique devient diphasique formant des bulles de gaz sur la surface d'échange. Ce régime est appelé régime d'ébullition nucléée. Au-delà, la densité de bulle devient telle qu'elles fusionnent pour former un film de gaz entre l'hélium liquide et la surface d'échange. (b) : diminution du facteur de qualité en fonction du champ accélérateur causé par la limitation de l'échange thermique par convection. Le coefficient d'échange h_0 a été abaissé à $25 \text{ W/m}^2/\text{K}$ afin que la diminution du facteur Q_0 soit visible. L'augmentation de température est d'environ 1K aux champs les plus élevés.

Le coefficient d'échange dépend de la différence de température entre la paroi et le bain, du flux thermique et donc de la résistance de surface d'après l'équation (4-155). Ainsi la résistance BCS ne peut être déduite que par itération. Si l'on calcule la résistance de surface en augmentant pas à pas le champ (H_n), nous pouvons donner une première approximation de $R_s(H_n)$ à partir de la valeur précédente $R_s(H_{n-1})$ à partir de la formule ci-dessous :

$$R_s(H_n) \approx \frac{R_{BCS}(H=0) + R_{res}(H_n)}{1 - \frac{\partial R_{BCS}}{\partial T} \cdot \frac{H^2}{2 \cdot h_0 \cdot (T(H_{n-1}) - T(H=0))^{3/2}}} \quad (4-160)$$

D'après la **Figure 4-142b**, on se rend compte, dans notre cas, qu'une variation de température même de l'ordre de 1K ne peut expliquer la chute du facteur Q_0 . De plus, d'après les suivis de température effectués à l'occasion des tests, les températures de la cavité étaient très stables, aucun échauffement n'était perceptible. Cette chute significative du facteur Q_0 ne peut être expliquée que par une grandeur évoluant elle-même très fortement ayant une contribution non négligeable sur les propriétés supraconductrices.

3.1.12 Contribution de la pureté du Niobium

Outre la température, la pureté du matériau peut avoir une contribution non négligeable sur les performances d'une cavité. Les impuretés logées dans les sites interstitiels de la maille du Niobium viennent perturber la périodicité du cristal et altérer le mouvement des électrons. Le libre parcours moyen des électrons, noté ℓ , quantifiant la distance moyenne parcourue par un électron normal entre deux chocs avec le réseau cristallin, est d'autant plus petit que la concentration d'impureté est grande. Il en va de même pour la longueur de cohérence. Une correction peut être apportée afin de prendre en compte cette contribution :

$$\frac{1}{\xi} = \frac{1}{\xi_0} + \frac{1}{\ell} \quad (4-161)$$

La présence d'impureté influe également sur la capacité des électrons supraconducteurs à blinder un champ extérieur. Pippard [PIPPARD53], après avoir mis en évidence ce phénomène, proposa les corrections suivantes selon le type du supraconducteur et sa pureté :

Type de supraconducteur	Si $\xi_0 \ll \ell$ (matériau très pur)	Si $\xi_0 \gg \ell$ (matériau impur)
Type I	$\lambda \approx 0.7 \cdot (\xi_0 \cdot \lambda_L)^{1/3}$	$\lambda \approx 0.7 \cdot (\xi_0 \cdot \lambda_L)^{1/3}$
Type II	$\lambda \approx \lambda_L$	$\lambda \approx \lambda_L \cdot \sqrt{\frac{\xi_0}{\ell}}$

Les impuretés peuvent également modifier significativement la température (T_c) de transition supraconductrice du matériau. Si leur concentration est suffisante, ils peuvent former, si les conditions sont réunies, soit une couche d'oxyde en ce qui concerne l'oxygène soit pour l'hydrogène et l'azote un précipité. Ces nouvelles phases, comme nous pouvons le voir dans le **Tableau 4-21** ci-dessous, ont des propriétés supraconductrices très différentes.

Tableau 4-21 : Température de transition de différents complexes de Niobium

Type d'impureté	Azote	Oxygène	Hydrogène
Température de transition (T_c)	16.2 K pour NbN (structure ordonnée)	~ -0.93 K / %at* [ISAGAWA80]	7.83 K à 5 %at 7.38 K à 10 %at < 1.3 K à 40 %at [ISAGAWA80]

* %at = pourcentage atomique par maille.

La réduction de la température de transition étant intimement liée à l'énergie d'appariement d'une paire de Cooper, la baisse de T_c engendre une hausse exponentielle de la résistance BCS.

A noter cependant que la résistance BCS admet un minimum lorsque le libre parcours moyen ℓ est de l'ordre de grandeur de la longueur de cohérence ξ_0 c'est-à-dire pour un matériau de pureté modérée et non pour un matériau dépourvu d'impuretés [BAUER04].

3.1.13 Proposition d'une dépendance magnétique de la résistance BCS

Nous proposons ici une approche phénoménologique pouvant expliquer la chute du facteur de qualité de la cavité avec le champ accélérateur basée sur les données expérimentales obtenues sur les cavités Spiral2 et des travaux effectués sur des couches minces de matériaux supraconducteurs type I soumis à un champ magnétique statique [GUPTA60], [MATHUR62], [MORRIS61], [GIAEVER61] et [SPIEWAK58]. La validité de cette approche, consistant à dire que la transition de phase entre l'état normal et supraconducteur est d'ordre deux en champ, n'est pas prouvée dans le cas d'un supraconducteur massif de type II et sous des champs magnétiques RF. Nous utiliserons tout de même cette approche car, nous le verrons, elle permet d'interpréter très correctement la chute du facteur Q_0 en fonction du champ.

De la même manière que la température a un effet non négligeable sur les propriétés supraconductrices et donc sur la résistance BCS, une énergie magnétique trop intense a tendance à déstabiliser l'ordre supraconducteur en réduisant la différence d'énergie libre entre l'état normal et supraconducteur, comme illustré sur la **Figure 4-143**.

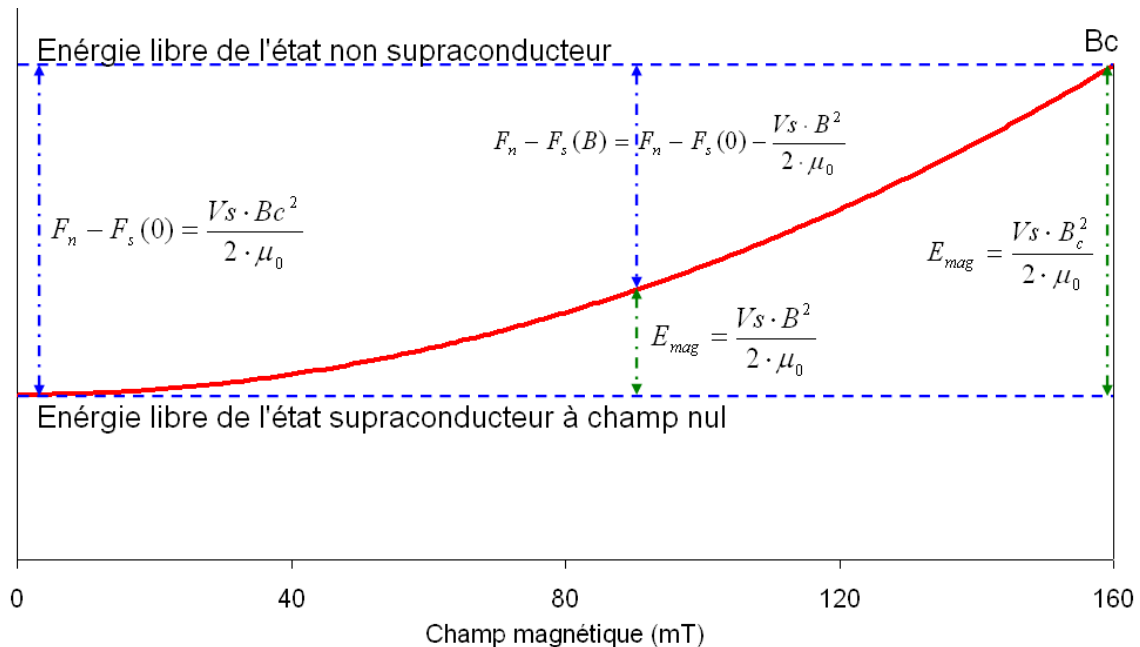


Figure 4-143 : Effet de l'augmentation de l'énergie magnétique sur la stabilité de l'état supraconducteur.

Par définition, le champ magnétique limite thermodynamique B_c correspond au champ magnétique à partir duquel le gain d'énergie magnétique annule la différence d'énergie libre entre les états normal et supraconducteur. D'où :

$$F_n = F_s(0) + \frac{V_s \cdot B_c^2}{2 \cdot \mu_0} \quad (4-162)$$

Nous pouvons donc exprimer la différence d'énergie libre entre les deux états pour un champ magnétique B compris entre 0 et B_c par :

$$F_n - F_s(B) = F_n - F_s(0) - \frac{V_s \cdot B^2}{2 \cdot \mu_0} \quad (4-163)$$

En injectant l'équation (4-162) dans (4-163), l'expression de la différence d'énergie libre entre les deux états devient :

$$F_n - F_s(B) = (F_n - F_s(0)) \cdot \left(1 - \left(\frac{B}{B_c}\right)^2\right) \quad (4-164)$$

Ainsi, l'énergie d'appariement étant également étroitement liée au champ magnétique critique B_c et donc à la différence d'énergie libre, l'énergie d'appariement devrait évoluer avec le gain d'énergie magnétique.

De la même façon, nous pouvons donc apporter un terme correctif à l'expression de l'énergie d'appariement donné par :

$$\Delta(T, B) = \Delta(T, 0) \cdot \left(1 - \left(\frac{B}{B_c(T)}\right)^2\right) \quad (4-165)$$

A un champ nul, l'énergie d'appariement est maximale et diminue avec l'énergie magnétique (carré du champ) pour s'annuler lorsque le champ magnétique atteint le champ magnétique critique.

L'expression de la résistance BCS donnée par l'équation (4-153) peut être corrigée par :

$$R_{BCS}(T) = \frac{A(\lambda, \xi, \ell) \cdot \omega^2}{T} \cdot \exp\left(-\frac{\Delta(0,0)}{k_B \cdot T} \cdot \left(1 - \left(\frac{B}{B_c(T)}\right)^2\right)\right) \quad (4-166)$$

Nous verrons plus tard (cf. **partie 4, Interpolation des courbes de Q₀**), que la dépendance de la résistance BCS avec le champ magnétique peut effectivement expliquer la pente prononcée des courbes du facteur Q₀ en fonction du champ accélérateur. De plus, ceci est en accord avec le fait que la chute du facteur Q₀ est d'autant plus prononcée pour des cavités opérant à 4K et ayant un fort rapport entre B_{pk}/E_{acc}. En effet, plus le champ critique B_c est petit, c'est-à-dire plus la température est haute, plus le rapport B/B_c augmente rapidement avec le champ et donc plus la variation de la résistance BCS est importante.

Cependant, ce modèle n'est pas compatible avec les résultats obtenus sur les cavités elliptiques type ILC pouvant atteindre des champs accélérateurs supérieurs à 50 MV/m et dont le facteur de qualité est quasiment constant sur toute la gamme.

3.1.2 La résistance résiduelle

La résistance résiduelle comprend toutes les autres contributions résistives n'influant pas sur la résistance supraconductrice théorique. Cette résistance, contrairement à la résistance BCS, n'évolue pas avec la température. Elle est ainsi facilement observable lorsque la température et donc la résistance BCS tendent vers 0 (cf. **Figure 4-141a**). Les défauts cristallins (impuretés, dislocations, joints de grain...), le piégeage de champ magnétique lors de la mise en froid ainsi que la précipitation de phases d'hydrures de Niobium (nous développerons en détail ce phénomène dans la partie suivante) sont les principales sources résistives additionnelles.

3.1.21 Présence d'impuretés

Les impuretés majoritairement présentes et ayant un effet non négligeable dans le Niobium massif sont l'oxygène, l'azote, le carbone et l'hydrogène [ARFAOUI01]. Dans le cadre de la résistivité « normale », celle-ci dépend directement de la concentration des impuretés :

$$\rho_{imp} = \sum_i C_i \cdot \frac{\partial \rho}{\partial C_i} \quad (4-167)$$

Avec C_i la concentration de l'espèce i . Les coefficients de résistivité électrique sont constants et tabulés.

Cependant, dans le cadre de la supraconductivité, leur contribution n'est pas aussi évidente. La dimension des défauts relativement à la longueur de cohérence (de typiquement 64 nm pour le Niobium) a une importance cruciale.

Ainsi nous pouvons distinguer 3 cas :

- Dans le cas où les zones défectueuses sont très grandes devant la longueur de cohérence, les propriétés supraconductrices ne peuvent pas y subsister. La part des électrons de conduction « normaux » devient relativement grande. Ces électrons sont soumis à la résistivité de ces zones non supraconductrices, apportant leur contribution à la résistance résiduelle.

- Dans le cas contraire, c'est-à-dire lorsque la dimension des zones défectueuses est petite devant la longueur de cohérence, les propriétés supraconductrices y persistent grâce à l'effet de proximité (cf. **partie 2, L'effet de proximité supraconducteur**). Il en résulte une dégradation de la longueur de cohérence, de la température critique et de l'énergie d'appariement et donc une augmentation de la résistance BCS, comme vu auparavant. Aucune résistance résiduelle n'est générée dans ce cas.

- Finalement, dans le cas intermédiaire, c'est-à-dire que la dimension du défaut est de l'ordre de grandeur de la longueur de cohérence, la dégradation des propriétés supraconductrices sont telles que le courant « supraconducteur » maximal porté par les paires de Cooper est donné d'une part par la résistance de la zone « normale » et d'autre part par les propriétés supraconductrices des zones avoisinantes. Nous sommes ici en présence d'une jonction de Josephson (cf. **partie 2, L'effet de Josephson**). Sa contribution à la résistance de surface dépend du courant critique qu'elle peut accepter et du courant de

surface imposé par l'onde RF [BENVENUTI01]. Il en résulte l'apparition d'une résistance résiduelle proportionnelle aux champs de surface. Ce comportement a effectivement été observé à l'occasion des tests sur les cavités Spiral2 (cf. **Figure 4-144a**). La résistance résiduelle à champ nulle est d'environ 2 nΩ et la sensibilité en champ est d'environ 1 nΩ/MV/m.

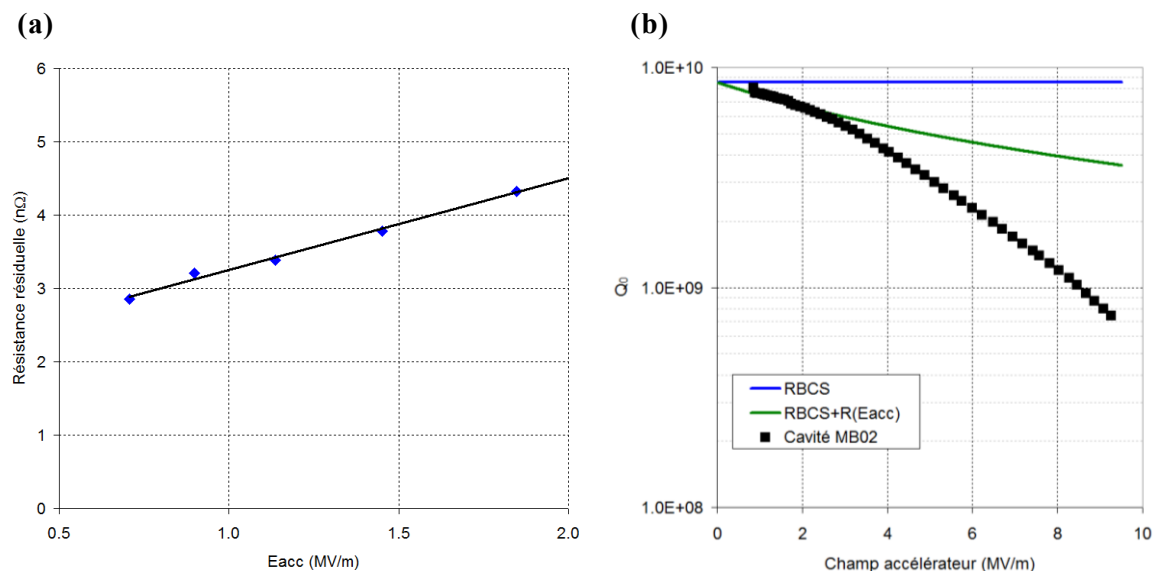


Figure 4-144 : (a) Evolution de la résistance résiduelle de la cavité prototype (Rocco) en fonction du champ accélérateur. (b) : Effet de dépendance linéaire de la résistance résiduelle en fonction du champ accélérateur sur le facteur de qualité.

L'effet des couches et cristaux d'oxydes de Niobium ainsi que la précipitation de phases d'hydrure de Niobium sur les propriétés supraconductrices ont été étudiées.

La contribution des couches superficielles d'oxyde de Niobium est limitée. En effet, la diffusion des atomes d'oxygène étant très lente et la couche d'oxyde étant elle-même une barrière à la diffusion, son épaisseur, d'environ 6 nm, est petite [BENVENUTI01] devant la profondeur de pénétration du champ (~environ 40 nm pour le Niobium à 4.2 K). Des mesures effectuées sur des cavités neuf cellules Tesla à 1.3 GHz [BENVENUTI01] ont montrées que la résistance résiduelle causée par l'oxydation des surfaces n'est que de 1 nΩ et la sensibilité au champ électromagnétique d'environ 0.2 nΩ/mT.

La contribution de l'hydrogène est elle très dépendante du conditionnement de la cavité. Cet effet ayant été étudié à l'occasion des tests sur les cavités Spiral2, nous développerons plus amplement la responsabilité de cette précipitation plus tard.

3.1.22 Piégeage du champ magnétique terrestre

Nous avons vu dans la partie 2 que l'application d'un champ magnétique trop intense sur un matériau supraconducteur peut le faire transiter. Cependant, il est également intéressant de se poser la question suivante : quel est l'effet d'un champ magnétique statique lors de la transition vers l'état supraconducteur ? Dans le cas des supraconducteurs de type I, nous avons vu que l'application d'un champ magnétique statique peut retarder la transition supraconductrice, c'est-à-dire qu'elle s'effectue à une température plus basse. Pour un supraconducteur de type II, nous avons vu que la présence d'interfaces entre une phase supraconductrice et une phase non supraconductrice est énergétiquement favorable. Ceci laisse donc penser que si un champ magnétique est appliqué lors de la transition, des

zones magnétiques normales (vortex) vont rester piégées au sein de la phase supraconductrice. L'effet Meissner n'est pas total. Le flux ϕ_0 étant quantifié dans chaque vortex (cf. **partie 2, Les différentes familles de matériaux supraconducteurs**), leur nombre est donc proportionnel au champ magnétique extérieur H_{ext} et vaut [KNOBLOCH07] :

$$n_{vortex} = \pi \cdot \xi^2 \cdot \frac{H_{ext}}{\Phi_0} \cdot S \quad (4-168)$$

La présence de tels vortex et leur déplacement sous l'effet des forces de Lorentz entraînent des dissipations supplémentaires lorsqu'un champ RF est appliqué. La résistance de surface est augmentée d'une valeur proportionnelle à la fraction de la surface restée normale et donc au nombre de vortex magnétiques :

$$R_{res,mag} = R_n \cdot x_n = R_n \cdot \frac{\mu_0 \cdot \pi \cdot \xi^2 \cdot H_{ext}}{\Phi_0} = R_n \cdot \frac{H_{ext}}{2 \cdot H_{c2}} \quad (4-169)$$

Avec R_n la résistance normale du matériau et ξ la longueur de cohérence. Ainsi, on peut s'attendre à une augmentation de la résistance de surface d'environ 66 nΩ/G en considérant une résistance de surface normale de 0.42 mΩ à une fréquence de 88 MHz et un champ limite H_{c2} de 317 mT corrigé à 4.2K. Un champ magnétique terrestre de 400 mG induit donc une résistance de surface supplémentaire d'environ 26 nΩ. Des mesures effectuées sur les cavités Spiral2 ont montré que la sensibilité en champ est plus importante et atteint 110 nΩ/G, augmentant en réalité la résistance résiduelle de 44 nΩ pour un champ de 400 mG. Nous avons vu qu'un blindage magnétique est effectivement impératif pour que les cavités supraconductrices Spiral2 dissipent moins de 10 Watts au champ nominal.

3.1.3 Interpolation des courbes de Q_0

En prenant en compte la chute du facteur de qualité en fonction du champ causée par la présence de défauts de différentes tailles, par la réduction de l'énergie d'appariement avec le champ magnétique et finalement par l'émission de champ, nous pouvons interpoler les courbes des mesures effectuées sur les cavités de série Spiral2 (cf. **Figure 4-145**). Nous négligeons ici l'effet de la température. Les observations faites durant les tests ont montrées que la température des surfaces de la cavité est très stable.

Afin d'interpoler les courbes obtenues à 4.2K à l'occasion des tests, il nous faut considérer cinq grandeurs :

- La résistance résiduelle à champ nul R_{res} exprimée en nΩ.
- La sensibilité de la résistance résiduelle avec le champ : R_{Eacc} exprimée en nΩ/MV/m.

A partir de ces deux paramètres, nous pouvons exprimer la résistance résiduelle de surface quelque soit le champ dans la cavité par :

$$R_{res}(E_{acc}) = R_{res} + R_{Eacc} \cdot E_{acc} \quad (4-170)$$

- Le facteur géométrique β_{mag} coefficient multiplicateur du champ magnétique ou coefficient diviseur du champ magnétique critique B_c .

Ce paramètre, dont la nature et la dépendance doivent être encore caractérisées (cf. **ANNEXE 2 : Interpolation des courbes de Q0 des géométries autres que les cavités Spiral2 $\beta = 0.12$ et étude du facteur β_{mag}**), intervient dans l'équation (4-166). C'est le seul paramètre à fixer afin d'exprimer la dépendance magnétique de l'énergie d'appariement. Contrairement aux autres types de cavités (elliptiques et Spoke) ayant été interpolées pour lesquelles ce paramètre est gardé à 1, celui-ci doit être augmenté à 1.5 pour les cavités quart-d'onde en général.

Nous utilisons la formule suivante :

$$R_{BCS}(E_{acc}) = \frac{9 \cdot 10^{-5} \cdot f^2}{T} \cdot \exp \left(- \frac{1.83 \cdot T_c}{T} \cdot \left(1 - \left(\frac{E_{acc} \cdot \frac{B_{pk}}{E_{acc}} \cdot \beta_{mag}}{B_c(T)} \right)^2 \right) \right) \quad (4-171)$$

La valeur de $B_c(T)$ est déterminée par la **formule (2-23)** et vaut 160 mT à 4.2K.

- Un coefficient α constant proportionnel à la surface d'émission S_{em} .
- Le facteur géométrique β_{em} coefficient multiplicateur du champ électrique (cf. **partie 3, L'émission de champ**).

Ce dernier paramètre, apparaissant dans la formule de Fowler et Nordheim, permet de quantifier la densité de courant d'émission électronique J_{em} . En accord avec les observations faites (cf. **partie 3, Figure 3-69**), la puissance dissipée par l'émission de champ est supposée proportionnelle à la densité de courant électronique.

Nous pouvons donc écrire :

$$P_{em} = \alpha \cdot J_{em}$$

et

$$J_{em}(E_{acc}) = \frac{M \cdot \left(\beta_{em} \cdot E_{acc} \cdot \left(\frac{E_{pk}}{E_{acc}} \right) \right)^{5/2}}{\Phi^{7/4}} \cdot \exp \left(- \frac{N \cdot \Phi^{3/2}}{\beta_{em} \cdot E_{acc} \cdot \left(\frac{E_{pk}}{E_{acc}} \right)} \right) \quad (4-172)$$

Avec M, N, Φ trois constantes imposées et E_{pk}/E_{acc} un coefficient également imposé par la géométrie de la cavité.

La contribution de l'émission de champ est prise en compte en corrigeant l'expression du facteur de qualité par :

$$Q_0^{em} = Q_0 \left(\frac{P_c}{P_c + P_{em}} \right) \quad (4-173)$$

Finalement l'ensemble des courbes obtenues peuvent être décrites par la formule suivante :

$$Q_{0réel} = \frac{1}{\frac{R_{res}(E_{acc}) + R_{BCS}(E_{acc})}{G} + \left(\frac{K}{E_{acc}}\right)^2 \cdot \alpha \cdot J_{em}(E_{acc})} \quad (4-174)$$

Avec $R_{res}(E_{acc})$, $R_{BCS}(E_{acc})$ et $J_{em}(E_{acc})$ les trois relations décrites respectivement par les équations (4-170), (4-171) et (4-172). G et K sont deux facteurs géométriques et sont égaux pour les cavités Spiral2 $\beta = 0.12$ à 47Ω et $55.4 \Omega^{1/2}/m$.

Nous avons fait le choix d'exprimer la contribution de chacun des termes en fonction de E_{acc} afin de simplifier l'étude. A partir des coefficients B_{pk}/E_{acc} et E_{pk}/E_{acc} , il est facile de ré-exprimer les trois relations précédentes en fonction des champs maximum E_{pk} et B_{pk} . L'interpolation de courbes obtenues sur les cavités type A de Spiral2 ainsi que sur des cavités Spoke et elliptiques a été effectuée montrant de bon résultats. Plus de détails sont donnés en **annexe 2**.

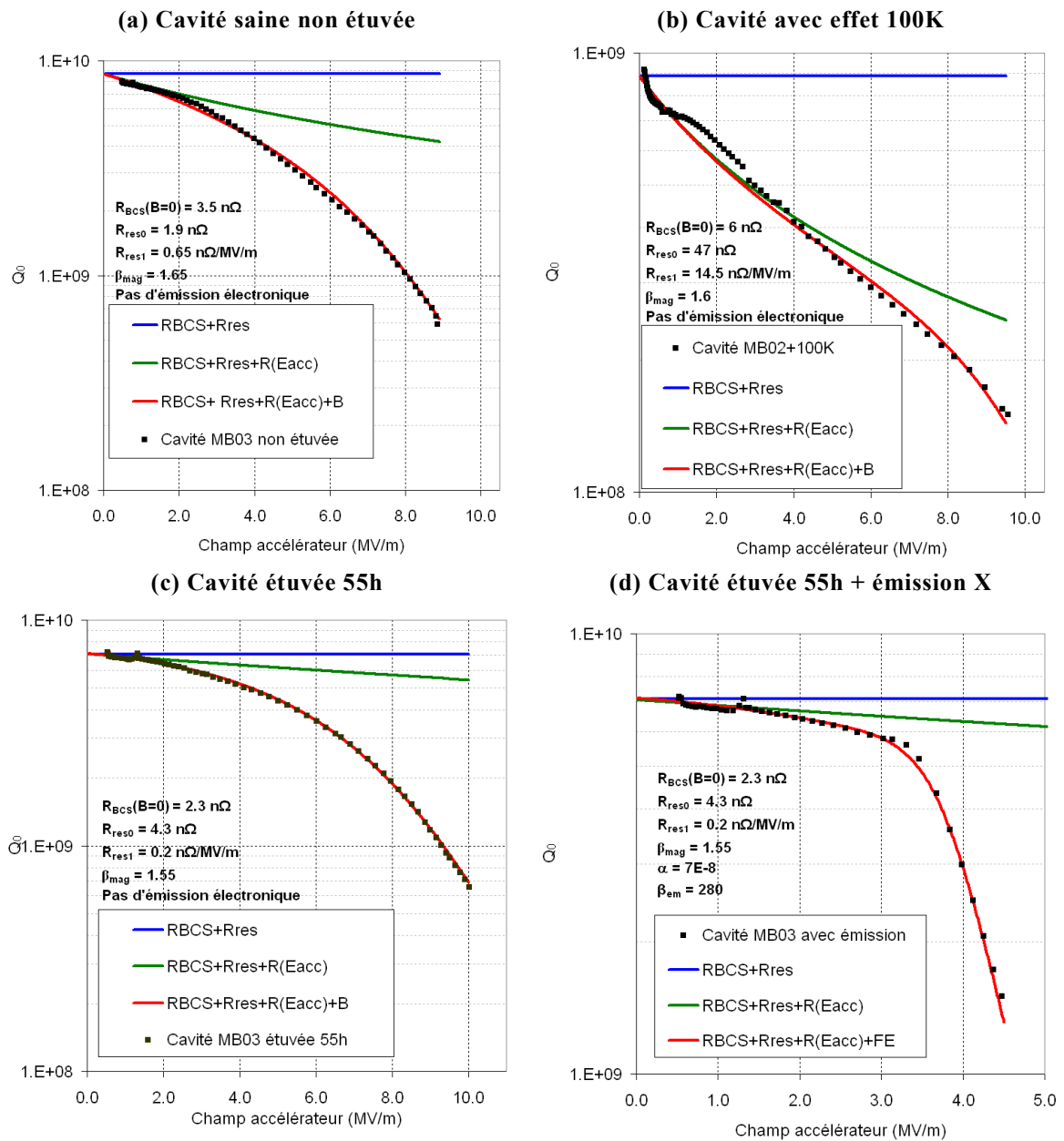


Figure 4-145 : Contribution des différents effets à la chute du facteur de qualité en fonction du champ accélérateur dans différentes situations rencontrées.

Les paramètres d'interpolation restent cohérents l'un par rapport à l'autre selon les cas. Une cavité atteinte par l'effet 100K **(b)** voit sa résistance résiduelle et sa sensibilité en champ augmentées. Ceci est en accord avec les observations faites (cf. **partie 4, Figure 4-150**).

Pour ce qui est de l'étuvage d'une cavité **(c)**, celui-ci a tendance à faire diminuer la sensibilité en champ de la résistance résiduelle ainsi que la résistance BCS à champ nul. Ceci explique pourquoi le gain du facteur Q_0 est très visible à des champs moyens et forts. A des champs faibles, le facteur Q_0 est légèrement abaissée signe de l'augmentation de la résistance résiduelle.

Finalement, la chute du facteur Q_0 causée par l'émission de champ **(d)** est très bien interpolée par la formule de Fowler et Nordheim.

En conclusion, l'hypothèse que le champ magnétique est effectivement et majoritairement responsable de la chute du facteur Q_0 est encore à clarifier. Une approche similaire a été déjà envisagée dans [DIDENKO96] et [VISENTIN98] donnant la même influence du champ magnétique sur l'énergie d'appariement.

Même si l'interpolation des courbes semble correcte et valable pour différentes géométries et température du bain, une étude plus poussée de ce phénomène à partir d'expériences dédiées serait de rigueur. Dans notre cas, la superposition des différents effets rend l'analyse relativement complexe. Avoir la possibilité de faire varier le facteur B_{pk}/E_{acc} par exemple (voire de changer le mode d'excitation) in situ permettrait de caractériser précisément et isoler la réelle influence du champ magnétique sur la résistance BCS.

3.2 L'effet 100K

3.2.1 Origines

L'effet 100K a été mis en évidence au début des années 90 sur les cavités supraconductrices lorsque celles-ci séjournaient à des températures avoisinant les 100 K lors de leur pré-refroidissement à l'azote liquide. En effet pour des raisons d'économie, lors d'interventions sur des accélérateurs munis de telles cavités, celles-ci étaient gardées à des températures d'environ 100K à l'intérieur de leur cryostat. Lors de leur remise à froid, leur facteur de qualité Q_0 était significativement dégradé pouvant chuter d'un facteur 100 dans les cas les plus graves (cf. **Figure 4-146a**) [SAITO91]. Il en résulte une augmentation de la puissance dissipée dans la cavité augmentant ainsi la consommation d'hélium liquide. La puissance des générateurs RF étant limitée, augmenter la part dissipée dans la cavité diminue le champ accélérateur maximal atteignable ainsi que la marge de puissance prévue pour la régulation LLRF.

Cet effet a été, pendant des années, uniquement constaté sur les cavités fonctionnant à des fréquences élevées (de l'ordre du GHz). Les cavités fonctionnant à des fréquences inférieures à 400 MHz n'étaient pas ou peu atteintes par cet effet (cf. [BONIN91], [TAJIMA02], [TAJIMA03]). Mais cette conclusion s'est révélée erronée d'après des tests récents effectués sur des cavités fonctionnant à des fréquences relativement basses (~100 MHz).

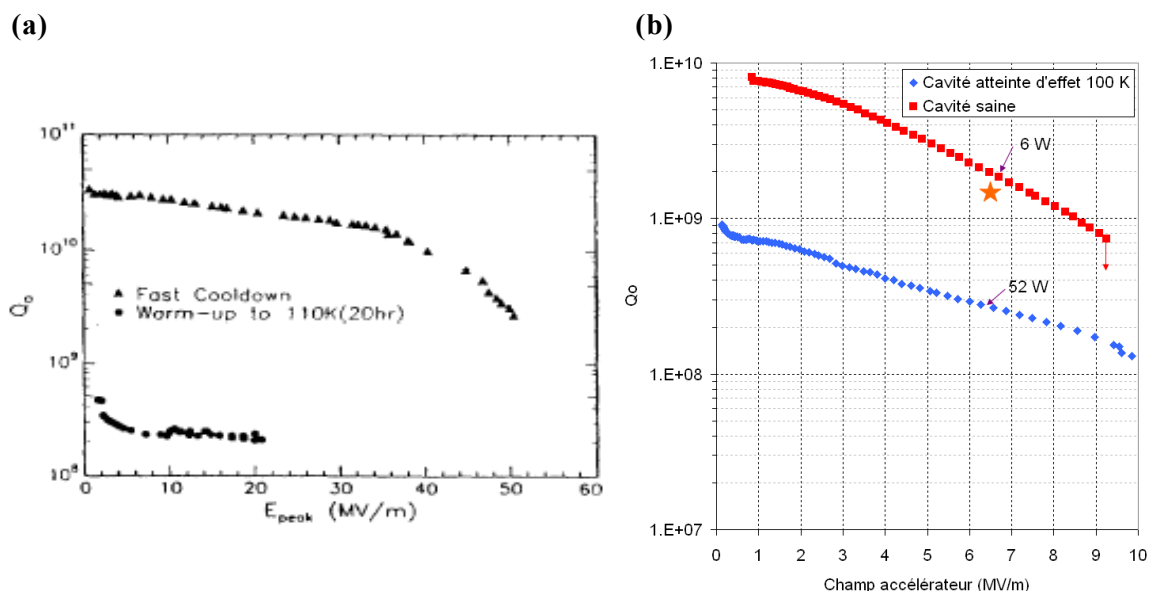


Figure 4-146 : (a) : Diminution du facteur de qualité d'une cavité après avoir été maintenue une vingtaine d'heure à 110K. Figure extraite de [BONIN91]. (b) Observation de l'effet 100 K sur une des cavités de série (MB02) à l'occasion d'un test en cryostat vertical.

Il a été largement démontré que cette dégradation des propriétés supraconductrices du Niobium est causée par la formation de précipités d'hydruure de Niobium au sein de la matrice. Cette précipitation n'a lieu que dans un intervalle de température approximativement évalué entre 170K et 70K [BONIN91]. La borne supérieure est de nature thermodynamique et provient du pouvoir de dissolution du Niobium (solution solide plus

favorable au point de vue enthalpie libre que la coexistence de deux phases). Ainsi réchauffer une cavité atteinte au-delà de 170K permet de dissoudre à nouveau le précipité et donc rétablir les performances précédentes. Par contre, la borne inférieure est causée par un blocage de la cinétique de précipitation. Le coefficient de diffusion dépendant exponentiellement de la température, la diffusion de l'hydrogène est quasiment annulée en dessous de 70K.

3.2.11 Sources d'hydrogène

Deux sources majeures d'hydrogène sont possibles :

- Le traitement des surfaces : les cavités sont nettoyées dans un bain d'acides (cf. **partie 3, Dégraissage et polissage des surfaces**). Ces bains, riches en hydrogène, vont donc favoriser la diffusion des protons dans une fine couche durant l'attaque. La concentration finale engendrée par ce traitement va dépendre de sa durée, de la température et de la vitesse d'attaque de celui-ci.

- L'air ambiant : La présence d'hydrogène dans l'atmosphère peut influencer sur la concentration finale de celui-ci dans la cavité. La concentration d'équilibre dans le cas d'une diffusion à l'interface air-solide est donnée par la loi de Sievert [BONIN91] :

$$[H] \approx \sqrt{P_{H_2}} \quad (4-175)$$

Avec P_{H_2} la pression partielle d'hydrogène.

L'application numérique donne une concentration théorique très élevée de 50 %at. Cette concentration n'est jamais atteinte grâce à la couche d'oxyde imperméable à la diffusion de l'hydrogène. Cependant, après un traitement thermique ou le polissage des surfaces, la couche d'oxyde est totalement supprimée. L'hydrogène peut donc diffuser à l'intérieur du Niobium pendant la formation de la couche d'oxyde.

Des mesures de la concentration d'hydrogène en surface ont été menées [BONIN91] montrant une concentration d'hydrogène maximale inférieure à 10 %at dans le cas le plus défavorable. L'hydrogène est présent majoritairement dans une bande de 50 nm quel que soit le traitement.

3.2.12 Dynamique de formation et propriétés des différentes phases

D'après le diagramme de phase présenté ci-dessous (cf. **Figure 4-147**), il existe un très grand nombre de phases d'hydrure de Niobium thermodynamiquement favorables. Cependant, peu d'entre elles sont accessibles en connaissant la concentration d'hydrogène réellement possible dans les cavités accélératrices. A température ambiante, soit environ 25°C, seules les phases α et β peuvent exister. La phase α , solution solide (atomes d'hydrogène aléatoirement disposés) est présente seule pour des concentrations inférieures à 7 %at. Au-delà, la phase β apparaît. Plus ordonnée, elle affiche une meilleure conductivité électrique [ISAGAWA80]. Pour une concentration d'hydrogène de 8 %at, la proportion en volume de la phase β représente environ 6 % à 25°C pour atteindre au

maximum 16 % à -48°C (225K). Pour des températures inférieures et comprises entre 225K et 208K, la phase β se transforme en phase ε , ne se différenciant que par sa probable composition idéale Nb_4H_3 . Finalement la différenciation des phases η et θ n'est basée que sur l'observation d'anomalies de la susceptibilité magnétique [SMITH83].

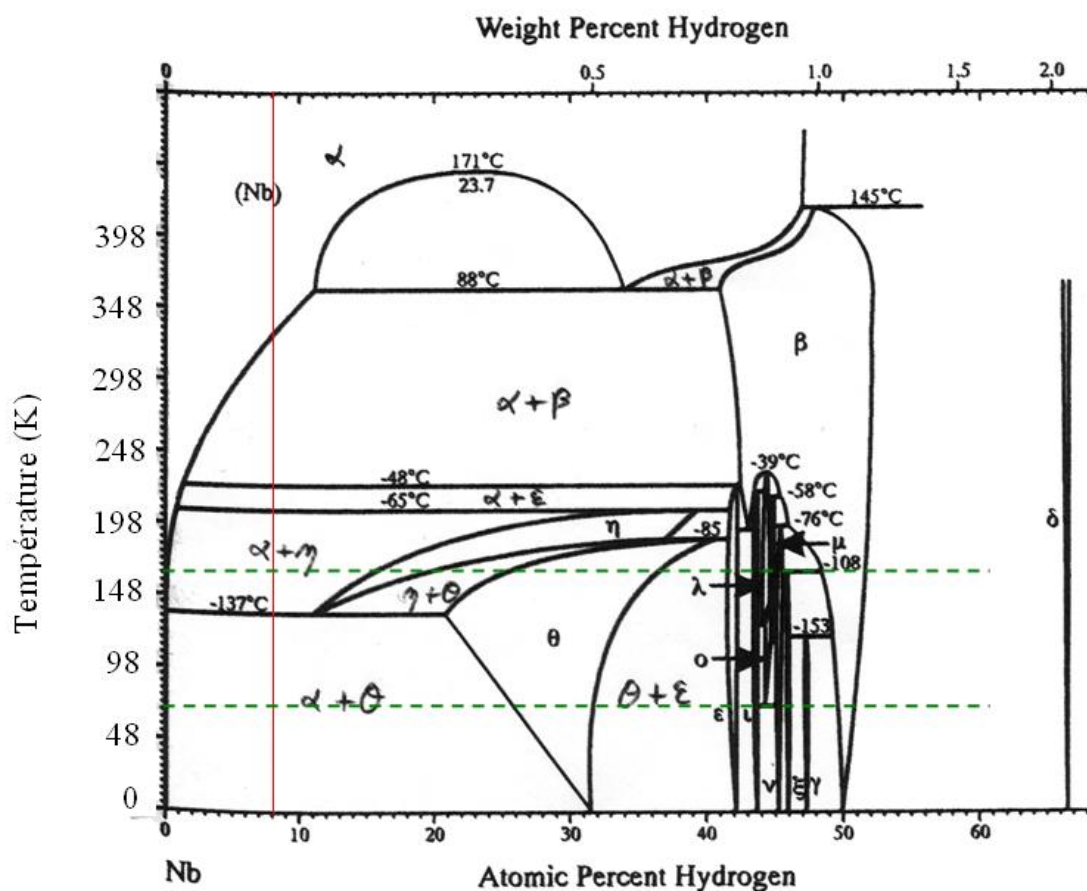


Figure 4-147 : Diagramme de phase Nb-H. Figure extraite de [SMITH83].

Les données rapportées au sujet des propriétés supraconductrices des différentes phases diffèrent selon les conditions et les méthodes de mesures. Cependant, les mesures faites par induction et effectuées sur de fines lamelles [WISEMAN66] montrent que la température de transition diminue linéairement avec la concentration d'hydrogène à un rythme de $-0.16 \text{ K} / \text{\%at}$. Au-delà de 40 %at, plus aucune transition supraconductrice n'est observée au dessus de 1.3K. Nous pouvons donc supposer que toutes les phases ordonnées β , ε , θ et η , étant morphologiquement comparables, n'ont aucune propriété supraconductrice au dessus de 1.3K. La décroissance monotone de la température critique en fonction de la concentration en hydrogène peut être expliquée par l'augmentation du nombre d'interfaces non supraconductrices très petites gardant finalement des propriétés supraconductrices amoindries par effet de proximité. La cinétique de formation des précipités et donc leur taille comparée à la longueur de cohérence joue un rôle majeur sur la nature de la dégradation comme vue auparavant (cf. **partie 4, Présence d'impuretés**).

3.2.13 Cinétique de formation des précipités et rôle des défauts cristallins

Lorsque la formation de précipité est thermodynamiquement favorable, celle-ci se décompose en trois étapes [RODNEY04] :

- La nucléation : pour qu'un précipité puisse se former, il faut au préalable l'existence d'un germe. Tout changement de phase nécessite un site de nucléation qui favorise la dynamique de formation [RODNEY04]. En considérant l'énergie libre d'un germe de rayon r , celle-ci peut s'écrire :

$$\Delta G = 4 \cdot \pi \cdot r^2 \cdot \gamma_{\alpha\beta} - \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot r^3 \cdot \Delta G_{\alpha\beta} \quad (4-176)$$

Avec $\gamma_{\alpha\beta}$ (>0), l'énergie d'interface surfacique et $\Delta G_{\alpha\beta}(T)$ (>0), la différence d'énergie libre entre les deux phases. Dans ce modèle simple, la naissance du précipité est énergétiquement possible si le rayon du germe est tel qu'une baisse d'énergie fait croître le germe (cf. **Figure 4-148a**). La présence de germes d'une dimension suffisante est donc nécessaire à la formation du précipité. Les défauts cristallins et notamment les joints de grain sont des sites de nucléation et de migration privilégiés [ANTOINE97].

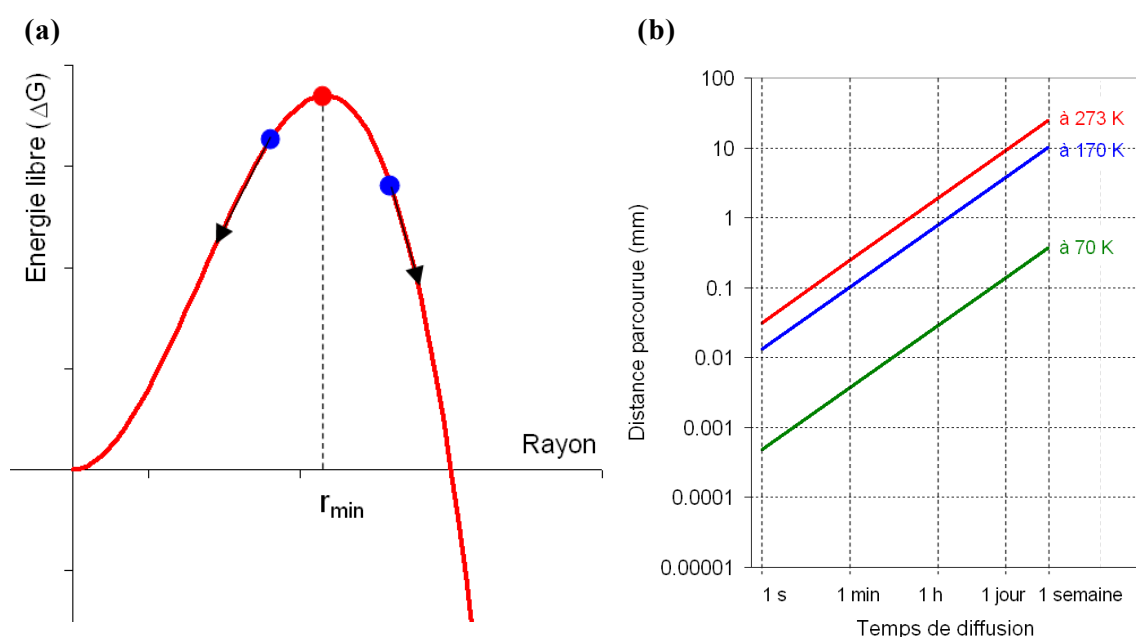


Figure 4-148 : (a) : Variation de l'énergie libre d'un germe en fonction de son rayon. Pour un rayon inférieur à r_{min} , la diminution de l'énergie libre et donc de la température fait décroître le germe et donc disparaît. Dans le cas où $r > r_{min}$, une descente en température fait croître le germe, la précipitation est amorcée. (b) : Ordre de grandeur du déplacement d'un atome d'hydrogène dans le Niobium en fonction du temps et selon différentes températures. A 4 K, les atomes sont considérés immobiles.

- La croissance : cette étape correspond comme son nom l'indique à la croissance du précipité. Le précipité croît au rythme de l'apport en atome d'hydrogène sur un lieu de nucléation. La vitesse de croissance est donc directement liée à la capacité de diffusion des atomes d'hydrogène de la matrice de Niobium vers les précipités. Le flux des atomes est donné par la première loi de Fick [RODNEY04] :

$$\frac{\partial[H]}{\partial t} = D \cdot \Delta[H]$$

et (4-177)

$$D_H \approx 9 \cdot 10^{-5} \cdot \exp\left(-\frac{790}{T}\right) (cm^2 / s)$$

Avec D le coefficient de diffusion de l'hydrogène [ROTH], [H] la concentration locale en hydrogène. Nous pouvons en déduire un ordre de grandeur de la distance parcourue par un atome d'hydrogène en fonction du temps (cf. **Figure 4-148b**) :

$$x(T, t) \approx \sqrt{2 \cdot D(T) \cdot t} \quad (4-178)$$

L'hydrogène est extrêmement mobile dans le Niobium même pour des températures relativement basses. Nous comprenons pourquoi la formation de précipité est toujours possible à la température de l'azote liquide (6 µm/min à 77 K).

De plus il a été prouvé que les défauts cristallins ont également un rôle à jouer dans cette étape de croissance très différent selon leur type. Ainsi, pour ce qui est des joints de grains, ceux-ci accéléreraient la diffusion de presque six ordres de grandeurs [ANTOINE97] contrairement aux impuretés. Ces dernières, essentiellement composées d'oxygène, d'azote et de carbone, piègeraient les atomes d'hydrogène qui ne peuvent plus participer à la croissance du précipité [ROTH]. Ceci confirme notamment certaines observations indiquant le Niobium très impure (RRR < 40) comme très peu sensible à l'effet 100 K. Le Niobium des cavités Spiral2 est très pur (RRR > 250), ses cavités sont donc particulièrement sensibles à cet effet.

Un autre phénomène ralentit notablement la diffusion de l'hydrogène. Les précipités ayant un paramètre plus important que la phase α , leur croissance entraîne une déformation et donc une contraction importante de la maille environnante réduisant la diffusivité de l'hydrogène [ROTH].

- La coalescence : Cette dernière étape est la croissance des précipités par regroupement des différents sites de nucléation. La force motrice ici est la diminution de l'énergie d'interface par augmentation du volume :

$$\Delta G = \Delta G_{\alpha\beta} \cdot \sum_{\text{précipité}} V_i + \gamma_{\alpha\beta} \cdot \sum_{\text{précipités}} S_i \quad (4-179)$$

La croissance par coalescence n'est pas aussi rapide que l'étape précédente. Il est montré que le rayon d'un précipité croît proportionnellement à $t^{1/3}$ [RODNEY04].

3.2.2 Observations réalisées durant les tests des cavités Spiral2

A l'occasion des tests de cavités en cryostat vertical, la température de la cavité a été maintenue plusieurs heures dans l'intervalle critique de température, considéré entre 70 et 170K. La **Figure 4-149** ci-dessous représente les différents résultats obtenus à l'occasion d'un réchauffement volontaire à température constante ($\sim 90K$) durant 14 et 28 heures ou lors d'un disfonctionnement cryogénique causant le lent réchauffement de la cavité (~ 60 heures entre 70 et 150K). On s'aperçoit que non seulement le facteur de qualité à bas champ est dégradé mais également que sa chute en fonction du champ accélérateur est renforcée.

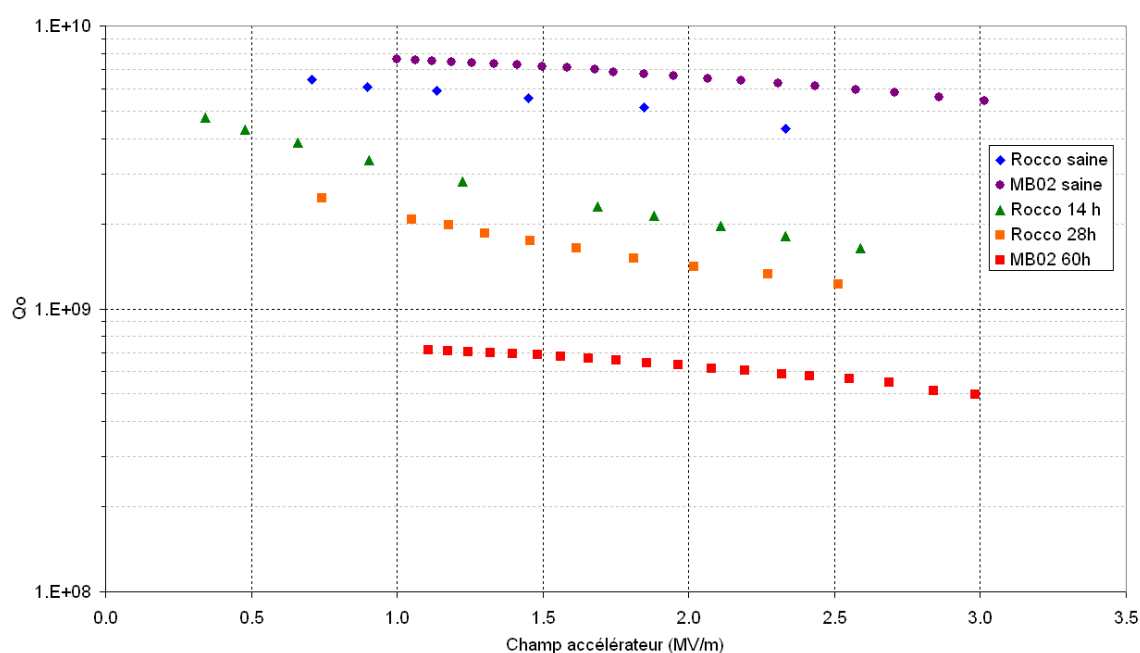


Figure 4-149 : Evolution du facteur de qualité des cavités Spiral2 lorsque celles-ci sont maintenues dans l'intervalle critique de température où la précipitation est possible. Seules les parties à bas champ (< 3 MV/m) sont représentées ici pour éviter toute superposition avec le phénomène d'émission de champ.

N'ayant aucun moyen de différencier la résistance BCS et la résistance résiduelle (cette étude nécessite un balayage en température), nous ferons l'hypothèse que l'effet 100K ne fait qu'augmenter la résistance résiduelle. Cette hypothèse est très forte car la nature de la dégradation dépend, comme nous l'avons vu, de la dimension des précipités comparée à la longueur de cohérence (cf. **3.1.21 Présence d'impuretés**). Ainsi, la résistance résiduelle peut être exprimée par deux termes représentant chacun la contribution des trois tailles de précipités :

$$R_{100K}^{res} = R_{res}^0 + R_{res}^1 \cdot E_{acc} \quad (4-180)$$

Avec R_{res}^0 la contribution des précipités de très petites dimensions ne dégradant que la résistance BCS et des précipités de très grandes dimensions augmentant effectivement la résistance résiduelle et R_{res}^1 la contribution des précipités de tailles intermédiaires se comportant comme des jonctions de Josephson. Comme énoncé, R_{res}^0 est

constante quelque soit le champ accélérateur et R_{res}^1 dépend linéairement des champs magnétiques de surface et donc du champ accélérateur (cf. **Figure 4-150**). Les mesures effectuées rendent bien compte de l'augmentation de R_{res}^0 et R_{res}^1 en fonction du temps de maintien.

Il serait intéressant de coupler une étude de l'évolution de la résistance de surface en fonction du temps de maintien aux environs de 100K et, après chaque palier, une étude du comportement asymptotique de la résistance de surface lorsque la température tend vers 0K. Les évolutions de la résistance BCS et de la résistance résiduelle pourraient être découplées permettant de mieux cerner l'impact de la précipitation d'hydrure de Niobium.

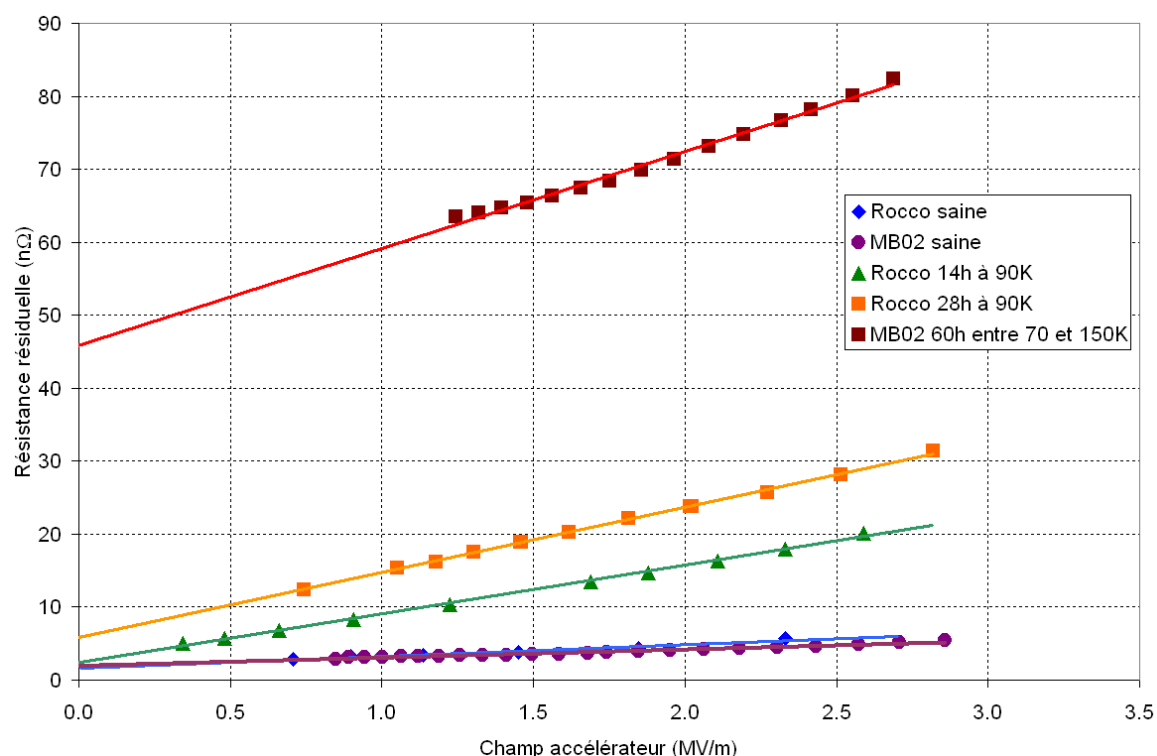


Figure 4-150 : Evolution de la résistance résiduelle ($=G/R_s - R_{\text{BCS}}$) en fonction du champ accélérateur pour différents temps d'exposition à l'effet 100K.

Entreprendre l'étude rigoureuse de l'évolution de R_{res}^0 et R_{res}^1 en fonction du temps nécessite un palier fixe en température afin de pouvoir considérer une diffusivité de l'hydrogène constante. Dans notre étude, les temps de maintien de 14h et 28h ont été « voulus ». La température a été gardée constante aux environs de 90K durant 12 heures avec 2 heures de régime transitoire. A cette température la diffusivité de l'hydrogène est de $1.4 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^2/\text{s}$. Cependant, en ce qui concerne la mesure après 60 heures de maintien, la température est remontée de manière progressive. La diffusivité a donc évolué considérablement passant de $1.1 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^2/\text{s}$ à 70K à $4.6 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2/\text{s}$ à 150K. Afin que notre étude en fonction du temps soit cohérente, il nous faut ramener le temps de maintien à une température identique, soit 90K. L'intégration discrète de la diffusivité durant la remontée en température donne une diffusivité moyenne de $5.7 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^2/\text{s}$ étant celle à 107K. Ainsi 60h de maintien à 107K est équivalent, d'après l'équation (4-178), à 242h de maintien à 90K. Nous pouvons donc prendre en compte cet ajustement et tracer en fonction du temps la croissance de R_{res}^0 et R_{res}^1 .

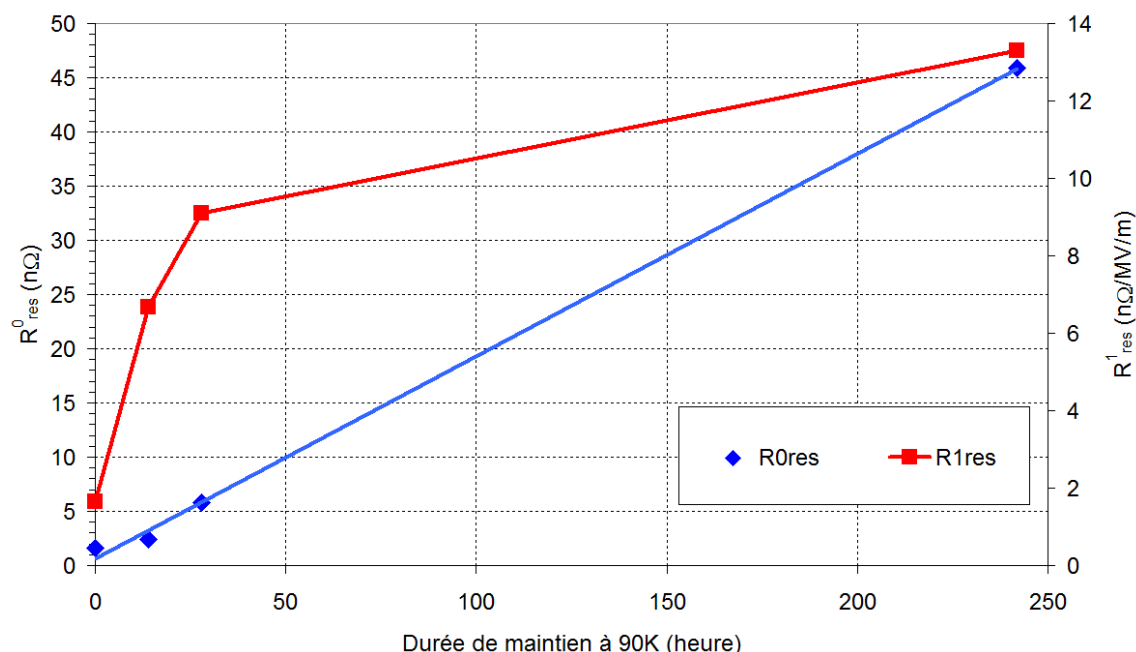


Figure 4-151 : Evolution de la résistance résiduelle en fonction du temps de maintien à 90K.

Donner une conclusion quant à l'évolution de la résistance de surface en fonction du temps de maintien est délicate dans notre cas. Des points de mesures intermédiaires seraient nécessaires. Cependant, d'après les observations déjà effectuées et rapportées dans la littérature [ROTH], la résistance de surface (R_{res}^0) croît linéairement avec le temps d'exposition ce qui semble être en accord avec nos mesures. La dépendance en champ de la résistance résiduelle (R_{res}^1), semble quant à elle augmenter très rapidement les premières heures puis ralentir. Les précipités de taille équivalente à la longueur de cohérence, responsables a priori de R_{res}^1 , sont formés rapidement à partir des zones de nucléation. Après quelques heures leur taille devient telle qu'ils ne contribuent plus à l'augmentation de R_{res}^1 mais de R_{res}^0 . Ainsi devrait-on observer une chute de R_{res}^1 au profit de R_{res}^0 pour des durées de maintien plus importantes ? Y a-t-il simplement saturation de R_{res}^1 ? Une fois la totalité des atomes d'hydrogène précipitée, R_{res}^0 devrait à son tour saturer ? Si la résistance résiduelle provoquée par l'effet 100K dépend du volume ($R \propto r^3$) de ces précipités, sa dépendance en temps devrait être en $t^{3/2}$ durant la phase de croissance ($r \propto t^{1/2}$) et finalement linéaire durant la phase de coalescence ($r \propto t^{1/3}$) ?

Répondre à l'ensemble de ces questions demanderait la mise en place d'un banc de test spécifique, afin d'avoir un contrôle sur la température de maintien, d'effectuer des cycles réguliers et de caractériser les résistances BCS et résiduelle ainsi que la température de transition après chaque palier.

3.2.3 Discussion

La couche d'oxyde superficielle, comme énoncée auparavant, a une influence non négligeable sur la formation de précipités d'hydru de Niobium. L'interface entre cette couche d'oxyde et la couche saine est une zone de précipitation privilégiée. Elle offre un nombre abondant de sites de nucléation et accélère la diffusion de l'hydrogène. Cette bande, à quelques nanomètres de la surface a un effet attracteur entraînant une très forte concentration d'hydrogène. Ainsi l'hydrogène vient former une deuxième sous-couche mais cette fois-ci sur plusieurs dizaines de nanomètres. Ces couches d'oxyde et d'hydru empilées décrivent une zone ayant des propriétés supraconductrices dégradées voire quasiment nulles. Ces couches sont, selon le taux de précipitation, très minces ou de l'ordre de grandeur de la profondeur de pénétration du champ λ et de la longueur de cohérence ξ . Nous comprenons pourquoi la résistance de surface est tout d'abord augmentée par l'élévation de la résistance BCS tant que la couche dégradée reste mince. Lorsque la couche s'étend, la dépendance en champ devient de plus en plus forte. La diminution des zones supraconductrices est accompagnée d'une augmentation de la quantité d'électrons normaux, qui soumis à la résistivité « normale », élève la part dissipée par la résistance résiduelle.

La compréhension générale est d'autant plus délicate que l'ensemble des effets altérant les propriétés supraconductrices et les propriétés supraconductrices elles mêmes sont intimement imbriquées.

Outre la compréhension du mécanisme, il s'agit de trouver des solutions qui permettent de retrouver des performances acceptables. La précipitation se faisant à des températures comprises entre 70 et 170K, un retour à température ambiante entraîne la dissolution du précipité. Les performances d'une cavité accélératrice « non traitée » dépend de fait directement de la rapidité de la mise en froid du système.

Afin d'éviter la chute des performances de la cavité à l'occasion d'une panne cryogénique ou d'un réchauffement partiel, il convient d'entreprendre des traitements thermiques plus forts. En effet, l'hydrogène étant responsable de l'effet 100K, il s'agit de l'expulser du matériau par un recuit sous vide aux environs de 600°C [PADAMSEE98]. Une purification totale du Niobium est également possible à des températures encore plus élevées, au-delà de 1000°C. La concentration des impuretés plus lourdes (O, C, N) est ainsi réduite. L'accès à de tels traitements n'est cependant pas toujours évident notamment lorsque la dimension des cavités devient importante.

Dans le cas des cavités Spiral2, l'efficacité de tels traitements a pu être testée. Seul des étuvages à 110 °C entre 24 heures et 55 heures ont montré que, contrairement à certaines observations sur les cavités à plus haute fréquence et à 2K [VISENTIN03], que le facteur de qualité, même à bas champ est amélioré pour des étuvages d'une durée inférieure à 55h. Dans notre cas, à 88 MHz et 4.2K, les résistances BCS et résiduelle sont du même ordre de grandeur ($\sim 3 \text{ n}\Omega$), tandis qu'à 1.3 GHz, la résistance résiduelle domine à 2K et est négligeable à 4.2K. Sur ces observations et en accord avec nos résultats (cf. **Figure 4-152a**), nous pouvons donc conclure qu'un étuvage réduit significativement la résistance BCS (Q_0 à bas champ d'une cavité 1.3 GHz à 4.2K augmente) alors que la résistance résiduelle augmente (Q_0 à bas champ d'une cavité 1.3 GHz à 2K diminue) (cf. **Figure 4-152b**). Il apparaît également sur la **Figure 4-152a** que le terme R_{res1} (terme de la résistance résiduelle ayant une dépendance linéaire en champ mis en évidence lors des tests sur l'effet 100K) diminue avec le temps de maintien au dessus de 100°C. Cette observation est en

accord avec le fait que la précipitation d'hydrure de Niobium est moins prononcée après un étuvage signe de la diminution de la concentration d'hydrogène dans les couches superficielles [CIOVATTI03].

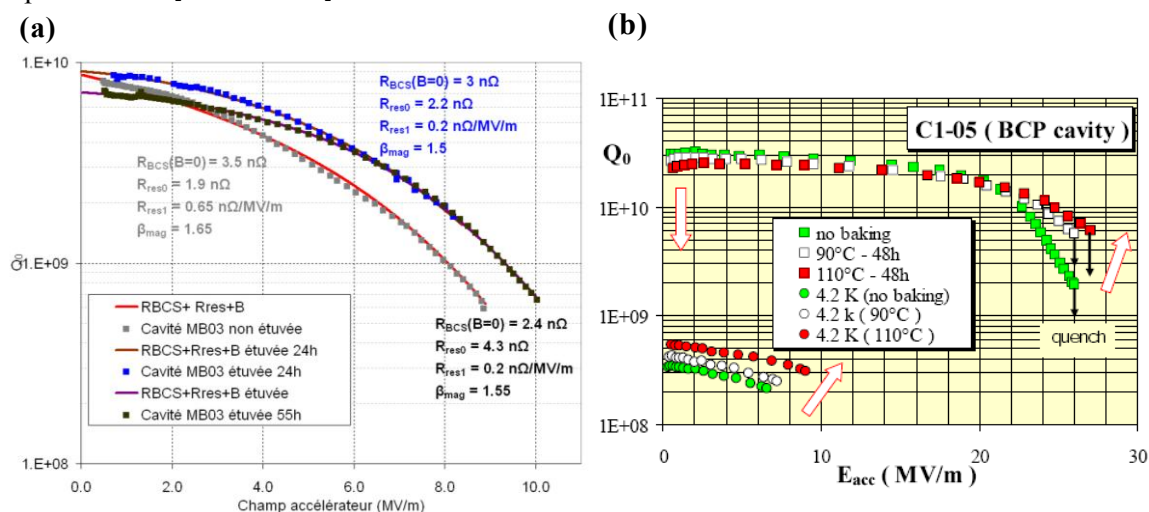


Figure 4-152 : (a) : Effet d'un étuvage entre 24h et 55h à 110 C sur le facteur de qualité d'une cavité Spiral2. Les paramètres d'interpolation montrent une diminution de la résistance BCS après un étuvage (de 3.5 à 2.4 n ) .et de la dépendance en champ R_{res1} de 0.65 à 0.2 n /MV/m ainsi qu'une augmentation de la résistance résiduelle R_{res0} de 1.9 à 4.3 n . Le facteur β_{mag} diminue également de 1.65   1.5. (b) Effet d'un étuvage effectué sur une cavité TTF 1.3 GHz $\beta=1$ au CEA Saclay. Figure extraite de [VISENTIN03].

Un étuvage aux environs de 100 C présente plusieurs avantages par rapport à un recuit à 600  C. Il est certes moins efficace d'un point de vue cinétique mais sa simplicité de mise en œuvre permet d'effectuer le traitement « in situ », c'est à dire la cavité totalement équipée dans un cryostat de test. Elle peut donc être gardée sous vide jusqu'à son installation sur l'accélérateur sans avoir besoin de conditionner à nouveau les surfaces.

Sans aucun traitement thermique il a été déterminé que l'effet 100K dégrade suffisamment la résistance de surface des cavités Spiral2 en seulement 6 heures à 90K pour que celle-ci ne respecte plus le cahier des charges, soit 10 Watts dissipés à 6.5 MV/m (34 n ). Durant une mise en froid rapide, le facteur de qualité moyen au champ nominal est de 2^9 soit une résistance de surface équivalente de 24 n . La marge est donc très restreinte. Un étuvage tel qu'il a été fait augmente cette marge à 16 n .

Conclusion & Perspectives

Effectuée dans le cadre du projet Spiral2, le premier objectif de ce travail de thèse consistait à tester et caractériser dans sa totalité le cryomodule accélérateur supraconducteur de la partie haute énergie de l'accélérateur. Ceci impliquait dans un premier temps l'intégration des connaissances nécessaires à la compréhension de chacun des éléments composant le cryomodule, puis à la mise en place de la zone de test dédiée et des programmes de contrôle et commande de l'installation. Que ce soient les tests en cryostat vertical ou en configuration machine, les résultats obtenus sur les prototypes et modèle de qualification de la cavité et du cryomodule ont menés à la validation de leur conception et finalement au lancement de la fabrication de la série des cavités en octobre 2008, et des cryomodules en mai 2009.

Récapitulons point par point, les différents résultats obtenus :

Bilan sur l'étude des contributions à la résistance de surface d'un supraconducteur soumis à un champ RF

Les études faites sur la précipitation d'hydru de Niobium ont montré que les cavités Spiral2 y sont très sensibles, celles-ci ne subissant aucun traitement thermique approprié. Il a été estimé qu'après seulement 6 heures de maintien aux environs de 100K, la détérioration est telle que les dissipations dépassent les 10 Watts définis par le cahier des charges au champ nominal. Il a été observé que la précipitation d'hydrogène entraîne d'une part l'augmentation de la résistance de surface à champ nul, et d'autre part, accentue la chute du facteur Q_0 avec le champ. Cette dépendance en champ, a priori linéaire, est attribuée à la présence de défauts ayant une dimension du même ordre de grandeur que la longueur de cohérence du matériau. Il n'a pu être identifié, durant les tests, laquelle des résistances, BCS ou/et résiduelle, contribue majoritairement à l'augmentation de la résistance de surface et à la dépendance linéaire en champ.

La chute prononcée du facteur Q_0 en fonction du champ accélérateur, notamment pour les géométries types quart-d'onde testées à 4K, a également été étudiée. Nous avons vu que ni une élévation de la température du Niobium, ni la dépendance linéaire en champ de la résistance de surface ne peuvent expliquer une telle variation. Nous avons donc proposé une approche mettant en cause l'augmentation de l'énergie magnétique au sein du matériau. Le modèle proposé ici prend en compte la détérioration de l'état supraconducteur par le champ magnétique et permet d'interpoler correctement en faisant évoluer les paramètres en accord avec les observations faites sur les courbes obtenues que ce soient pour les cavités quart-d'onde étuvée ou non, demi-onde (Spoke) ou elliptiques. Cependant, dans le cas des cavités quart-d'onde, l'interpolation est bonne qu'après définition d'un facteur d'amplification magnétique β_{mag} égal à environ 1.5. La nature de ce terme doit encore être clarifiée.

Les performances RF en cryomodule et tests en perspective

Les résultats à l'occasion des deux tests en cryomodule, le premier fin 2007 et le second fin 2008, ont montrés que les performances des cavités équipées n'étaient pas dégradées. Tous les éléments, que ce soit le coupleur de puissance, le système d'accord par plongeur mobile respectent le cahier des charges imposé par le projet.

Les coupleurs de puissance ont été testés à froid jusqu'à 10 kWatts en continu. Quelques barrières de multipacting sont présentes mais se conditionnent très rapidement. Les amplificateurs à état solide n'ont montré aucune défaillance et atteignent leur puissance maximale de 10 kWatts.

Les perturbations générées ou transmises par le cryomodule ou par les autres éléments sont très acceptables. La régulation de la fréquence à l'aide du bas niveau digital (LLRF) couplée au plongeur mobile a montré que les écarts en phase et en amplitude du champ accélérateur sont maintenus en dessous de 1 %. Il sera cependant indispensable de tester la stabilité sur site, celle-ci étant très dépendante non seulement de la configuration de la boucle cryogénique mais également des vibrations naturelles présentes. L'échappement des gaz chauds d'hélium est envoyé dans des boudruches régulées à la pression atmosphérique sur le site de l'IPNO alors que sur le site du GANIL, les gaz chauds déboucheront directement en entrée d'un liquéfacteur.

Les résultats obtenus sur la sensibilité des cavités aux microphonies ont montré que même si plusieurs modes mécaniques ont un effet non négligeable sur la fréquence de la cavité, l'atténuation des vibrations lorsque la cavité est installée dans le cryomodule est suffisante. Les fluctuations de la fréquence dues aux microphonies restent inférieures à 5 Hz en fonctionnement stable. Cependant un choc important provoqué par une instabilité dans les circuits cryogéniques ou le changement d'état d'une vanne présente sur l'enceinte à vide peuvent induire des variations de fréquence assez importantes pendant une centaine de millisecondes. Ce point sera à examiner plus en détail dans les conditions réelles d'utilisation.

Les études de stabilités menées durant les tests de qualification ont été effectuées en opérant qu'une seule cavité à la fois. L'opération simultanée des deux cavités est encore à caractériser même si d'un point de vue RF, les circuits sont complètement dissociés.

De plus, les cavités de la partie haute énergie sont supposées fonctionner à plus de 12 kWatts en combinant deux amplificateurs de 10 kWatts. Les coupleurs RF sont donc potentiellement sujets à une puissance de 20 kWatts. Leur conditionnement à froid et en continu doit être testé jusqu'à cette puissance pour s'assurer de leur tenu. Cet aspect n'a pas encore été vu jusqu'ici.

Les performances cryogéniques du cryomodule B de qualification et tests en perspective

D'un point de vue cryogénique, les résultats sont très encourageants. La mise en froid de 300K à la température de fonctionnement nécessite une dizaine d'heure pour le circuit secondaire et environ 5 heures pour le circuit hélium. La durée du passage entre 150 et 50K est restreinte à 2 heures ce qui limite convenablement la précipitation d'hydrure de Niobium. La gestion du niveau d'hélium dans le réservoir tampon par les vannes analogiques de la boîte à vanne s'est avérée également très bonne.

Il reste cependant des points critiques. La consommation statique du cryomodule devrait être de 10 Watts alors que les derniers tests effectués en configuration complète ont montrés que celle-ci est de 18 Watts avec deux coupleurs et 13 Watts avec un seul coupleur. Cette surconsommation, entraînant de même une élévation anormale de la température du fond de la cavité (entre 6 et 7K), est très certainement causée par un sous-dimensionnement des thermalisations du coupleur sur le circuit secondaire. Au lieu d'être aux environs de 90K, les températures des points de thermalisations étaient comprises entre

110K et 130K. L'amélioration de la thermalisation sur le circuit secondaire, qui, de plus, est à 60K et non 90K sur la machine, réduira d'un facteur deux au minimum les dissipations statiques soit moins de 10 Watts.

La régulation de la température du circuit secondaire a également été problématique dans un premier temps car perturbait la stabilité de la cavité sous l'effet des variations des rétreints thermiques. L'amélioration de la régulation a permis de rabaisser les oscillations de température à 10K. Ceci était suffisant pour ne gêner en rien la stabilité de la fréquence de la cavité.

La réception du premier cryomodule de série est prévue en fin d'année 2009.

Bilan des performances des cavités accélératrices

Les cavités ont montrées, d'après les résultats obtenus en cryostat vertical, des performances très similaires. La dispersion des courbes du facteur de qualité en fonction du champ accélérateur est très faible. La totalité des cavités testées à ce jours surpassent les performances visées, c'est à dire moins de 10 Watts de dissipation à un champ de 6.5 MV/m. Cependant la moindre perturbation peut s'avérer critique étant donnée que la marge est très petite. En effet, la dissipation moyenne au champ nominal est comprise entre 7 et 9 Watts.

Un traitement thermique léger, c'est à dire un étuvage sous vide à environ 110 °C durant 48h permet, d'après les premiers résultats obtenus, de diminuer notablement la résistance de surface à bas champ et les pertes au champ nominal à moins de 5 Watts. De plus, un conditionnement en champ sous atmosphère d'hélium ($\sim 1 \cdot 10^{-5}$ mbar), appelé « hélium processing » a permis d'abaisser notablement l'émission de champ voire de l'annuler.

Le conditionnement en champ des cavités s'est montré très fastidieux durant les tests en cryostat vertical en couplage critique. En effet, la présence des deux barrières de multipacting à bas champ et les quenches prématurés lors des premières montées en champ demandent plusieurs heures.

Le conditionnement en état de sur-couplage avec les coupleurs de puissance s'est avéré bien moins difficile. La réserve de puissance à disposition permet de conditionner en quelques minutes ces barrières ne réapparaissant plus par la suite tant que les cavités sont gardées froides.

En ce qui concerne le champ limite de quench, celui-ci est très dépendant de l'état de conditionnement des cavités. La cavité peut quench en dessous de 5 MV/m à l'occasion des premières montées en champ. Il peut être nécessaire d'effectuer plusieurs cycles en champ ainsi qu'un « hélium processing » pour atteindre un champ limite étant en moyenne supérieur à 9 MV/m.

De plus une attention particulière est à apporter pendant les montées en champ lorsque la cavité est sur-couplée. Nous avons vu que la chute du facteur de qualité durant un quench est telle qu'une part non négligeable de la puissance incidente est dissipée dans la cavité provoquant un fort dégazage d'hélium ($> 100 \text{ m}^3/\text{h.}$) et donc une augmentation importante de la pression du bain d'hélium. Aucun quench n'a été destructeur durant les tests mais peut se montrer très gênant sur l'installation finale. Les sécurités mises au niveau de la pression du bain d'hélium coupent la puissance RF mais très tardivement lorsque la surpression est déjà relativement haute, c'est à dire après plusieurs secondes. Cette sécurité

est suffisante sur une zone de test, mais est-elle suffisante pour une machine en fonctionnement avec faisceau ?

Bilan sur les performances du plongeur mobile

L'accord en fréquence par plongeur mobile s'est montré très efficace et fiable.

D'un point de vue mécanique, aucun problème inquiétant tel un blocage n'a été rencontré. La course totale d'environ 8 mm est conservée à froid. Des glissements de moteur lors d'accélération trop importantes du moteur pas à pas ont été observés. La limitation du courant d'accélération permet de s'en affranchir. De plus, un hystérésis mécanique stable de plusieurs dizaines de microns est présent. Ceci ne diminue ni la précision de placement du plongeur ni l'efficacité de la régulation. En effet, l'implémentation dans la boucle de régulation d'une étape de rattrapage de jeu (déplacement rapide du moteur d'un nombre de pas équivalent à l'hystérésis) à chaque inversion du sens de rotation du moteur a permis d'obtenir une bonne régulation de la fréquence.

D'un point de vue électromagnétique les résultats sont également bons. La sensibilité en fréquence est constante sur toute la course et est assurée, d'après les simulations pour des enfoncements statiques du plongeur d'au moins 120 mm environ.

Contrairement à certaines observations faites durant les tests que ce soit en cryostat vertical ou en cryomodule, les simulations montrent que le plongeur ne devrait pas dégrader le champ accélérateur maximal. Etant soumis aux champs magnétiques intenses, il est important que son état de surface soit aussi bon que celui de la cavité, ce qui explique pourquoi les performances semblaient dégradées lors des premiers tests (le nettoyage du plongeur était superficiel, des défauts étaient visibles à l'œil nu). Une chimie équivalente à celle subie par la cavité suivie d'un rinçage à haute pression (HPR) sont donc primordiaux.

Finalement il a été estimé, aux vues des différents critères (capacité de régulation, pertes supplémentaires et champs de surface) qu'il était préférable d'utiliser un plongeur d'un diamètre de 30 mm.

Ce système d'accord étant novateur pour la technologie supraconductrice, son comportement dans le temps reste encore à caractériser. L'impact à long terme du plongeur sur les performances de la cavité, c'est à dire après plusieurs mois d'utilisation, est à surveiller notamment en ce qui concerne la génération de poussières ainsi que l'évolution de l'hystérésis mécanique. Pour le moment, aucun problème de cette nature n'a été observé après plusieurs heures d'utilisation et plusieurs centaines de cycles effectués.

Les résultats obtenus durant les tests de qualification respectent le cahier des charges défini par le projet. Pour le cryomodule de série, certains éléments ont été encore optimisés et les étapes de préparation, de conditionnement et de montage des différents composants sont maintenant maîtrisées et fiabilisées. Le test du premier cryomodule de série totalement équipé et dans sa configuration finale est prévu en début d'année 2010.

Bibliographie

Introduction

- [MUELLER05]: Mueller A., “*Design of accelerators for ADS*”, presentation orale, IAEA ADS workshop, Trieste, Italie, 2005.
- [SHEPARD96]: Shepard K. W., “*Superconducting heavy-ion accelerating structures*”, ANL/PHY/CP-88706, Argonne, USA, 1996.
- [RINDERER62]: Rinderer L. et al., Physics Letters 2, 119, 1962.
- [PIERCE65]: Pierce J. M. et al, Proc. of the 9th Int. Conf. on low temperature Physics A,396, 1965.
- [SAEKI06]: Saeki T. et al., “*Series tests of high-gradient single cell superconducting cavity for the establishment of KEK recipe*”, Proc. of EPAC06, Edinburgh, Ecosse, 2006.
- [PANASENKO08]: Panasenکو D., “*Control, stability and staging in laser wakefield accelerators*”, presentation orale à LINAC08, Victoria, Canada, 2008.

Première partie

- [WEBGANIL09]: <http://www.ganil.fr/index.html>
- [GANIL06]: “*The scientific objectives of the Spiral2 project*”, publié par le GANIL, juin 2006.
- [FERDINAND08]: Ferdinand Robin, “*Spiral2 Project*”, Revue cryomodule B, 18/07/2008, Orsay, France.
- [IPN00]: “*R&D PARRNe Pour des Faisceaux Radioactifs Riches en Neutrons*”, Rapport interne, publié par l’IPNO, 2000-2001.
- [IPN02]: “*R&D PARRNe Pour des Faisceaux Radioactifs Riches en Neutrons*”, Rapport interne, publié par l’IPNO, 2002-2003.
- [LESREL06]: Lesrel Jean et al., “*Commissioning of the 50MeV electron linac*”, Proc. of EPAC 2006, Edinburgh, Ecosse.
- [BLUMENFELD08]: Blumenfeld Y., “*Review of accelerator for radioactive beams*”, Proc. of EPAC 2008, Gênes, Italie.
- [BLUMENFELD06]: Blumenfeld Y., “*EURISOL, vers une nouvelle generation de faisceaux radioactifs pour l’Europe*”, note interne task 1, 18/12/2006.
- [CERN94]: Proceedings of the fifth general accelerator physics course, vol. 1, CERN94-01
- [JUNQUERA06]: Junquera T., “*The high intensity superconducting linac for the Spiral2 project at Ganil*”, Proc. of LINAC 2006, Knoxville, USA
- [JUNQUERA08]: Junquera T. “*Construction progress of the driver accelerator*”, TAC Spiral2, février 2008, Ganil, France

- [SAUGNAC08]: Saugnac H., “*Cryostat design*”, Revue Cryomodule B, 18/07/2008, Orsay, France.
- [OLRY08] : Olry G., “*Beta 0.12 Quarter-Wave Resonator... a quick overview*”, Revue Cryomodule B, 18/07/2008, Orsay, France.
- [SAUGNAC06]: Saugnac H. “*Spiral2 (β 0.12) QWR mechanical design summary*”, Revue de conception, juillet 2006.
- [APD06]: Rapport de la fin de l’Avant Projet Détaillé de Spiral2, 2006, EDMS
- [BIARROTTE00] : Biarrotte J.L., “*Etude de cavités supraconductrices pour les accélérateurs de proton forte puissance*”, manuscrit de thèse, université Paris XI, Orsay, France.
- [SCHWARZ98] : Schwarz H. D., “*Development of a movable plunger tuner for the high-power RF cavity for the POP-II B factory*”, Proc of PAC97, Vancouver, Canada.
- [RIMMER01]: Rimmer R. A., “*An RF cavity for the NLC damping rings*”, Proc of PAC01, Chicago, USA.

Deuxième partie

- [OUBOTER97]: Rudolf de Bruyn Ouboter, “*Heike Kamerlingh Onnes’s Discovery of superconductivity*”, Scientific American, mars 1997.
- [PADAMSEE98]: Padamsee H, Knobloch J., Hays T., “*RF superconductivity for accelerators*”, John Wiley & Sons, INC, 1998, New York, USA.
ISBN : 0-471-15432-6
- [GUREVICH07]: Gurevich A., “*General aspects of superconductivity*”, Tutorial at SRF Workshop, 2007, Beijing, Chine.
- [GUREVICH06]: Gurevich A., “*Enhancement of RF breakdown field of superconductors by multilayer coating*”, Applied Physics Letters 88, 012511, 2006.
- [BIARROTTE00]: Biarrotte J.L., “*Etude de cavités supraconductrices pour les accélérateurs de proton forte puissance*”, manuscrit de thèse, université Paris XI, Orsay, France.
- [TINKHAM75]: Tinkham M., “*Introduction to superconductivity*”, Mc Graw-Hill, INC, 1975. ISBN: 0-07-064877-8.
- [TILLEY90]: Tilley D. R. et Tilley J., “*Superfluidity and superconductivity*”, Adam Hilger, 1990. ISBN: 0-7503-0033-7.
- [HALBRITTER70]: Halbritter J., “*Fortran program for the computation of the surface impedance of superconductors*”, KFK external report, 1970.
- [LIKHAREV79]: Likharev K. K., “*Superconducting weak links*”, Reviews of modern Physics, vol. 51, No. 1, 1979.
- [CERN94]: Proceedings of the fifth general accelerator physics course, vol. 1 et 2, CERN94-01
- [CERN04]: CERN courier, “*The rebirth of FFAg*”, 28 juillet 2004.
- [CRADDOCK08]: Craddock M. K., “*Introduction to FFAGs*”, FFAG’08 workshop, 2008, Manchester, England.

- [VALENTE07]: Valente A. M., “*SRF materials other than Niobium*”, Tutorial at SRF Workshop, 2007, Beijing, Chine.
- [APD06]: Rapport de la fin de l’Avant Projet Détaillé de Spiral2, 2006, EDMS

Troisième partie

- [VISENTIN98] : Visentin B. et al., “*Improvements of superconducting cavity performances at high accelerating gradients*”, Proc. Of 6th EPAC, Stockholm, Suède.
- [VISENTIN07] : Visentin B., “*Optimization of baking parameters for electropolished Niobium superconducting cavities*”, Proc. of SRF2007, Beijing, Chine.
- [DANGWAL07]: Dangwal A., “*Field emission from single cristal and large grain Niobium cathodes*”, Proc. of SRF2007, Beijing, Chine.
- [PADAMSEE98]: Padamsee H, Knobloch J., Hays T., “*RF superconductivity for accelerators*”, John Wiley & Sons, INC, 1998, New York, USA.
ISBN : 0-471-15432-6
- [ANRITSU08]: “*Power meters and power sensors*”, documentation technique, 2008.
<http://www.us.anritsu.com/main.aspx>
- [RADIAL07]: “*Ultra low-loss SHF cable assemblies*”, documentation technique, 2007. www.radiall.com/
- [FOWLER28]: Fowler R H and Nordheim L 1928 Proc . Roy . Soc. Lond. A119 173
- [LUONG97]: Luong M., “*Etude de l’émission électronique par effet de champ sur des surfaces larges en régime statique et hyperfréquence*”, manuscrit de thèse, 1997, Université Paris VI, Paris, France.
- [CANBERRA05] : Documentation technique de la balise d’alarme Gamma, Canberra Eurisys, 2005, www.canberraeurisys.com.
- [RESCHKE07]: Reschke D., “*Limits in cavity performance*”, Tutorial at SRF Workshop, 2007, Beijing, Chine.
- [HONIG60]: Honig R. E. et Hook H. O., “*Vapor pressure data for use with CTI-cryogenics high vacuum pumps*”, RCA Review 21, 360, 1960.
- [CALDER86]: Calder R et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B, Beam Interact. Matter. At., 13:631, 1986.
- [KOSTIN]: Kostin D., “*Influence of different gas layers on the secondary electron emission coefficient*”, MHF/sl, DESY.
- [SAUGNAC08]: Saugnac H., “*Cryostat design*”, Revue Cryomodule B, 18/07/2008, Orsay, France.
- [LUTTON08]: Lutton F., “*Cryostat design*”, Revue Cryomodule B, 18/07/2008, Orsay, France.
- [CRYODATA05]: Arp V. et McCarty R., logiciel de calcul des propriétés thermophysiques de fluides et solides, Cryodata Inc., <http://www.cryodata.com/>
- [EPI08] : Manuel d’instruction débitmètres série 8600 MPNH, Master-Touch, Eldridge Products Inc., 2009. <http://www.epiflow.com/>

- [OLRY09]: Olry G., document interne, 2009.
- [MES08]: Mesures effectuées sur la zone de test à l'aide d'un gaussmètre, 2008.
- [REVUE08] : Revue Cryomodule B, 18/07/2008, Orsay, France.
- [DUPERRIER06] : Duperrier R. et Uriot D., "*Application of the extreme value theory to beam loss estimates in the Spiral2 linac based on large scale Monte Carlo computations*", Phys. Rev. Special Topics, Accelerators and Beams, 2006.
- [SLATER50] Slater J. C., "*Microwave Electronics*", D. Van Nostrand Compagny Inc., 1950.

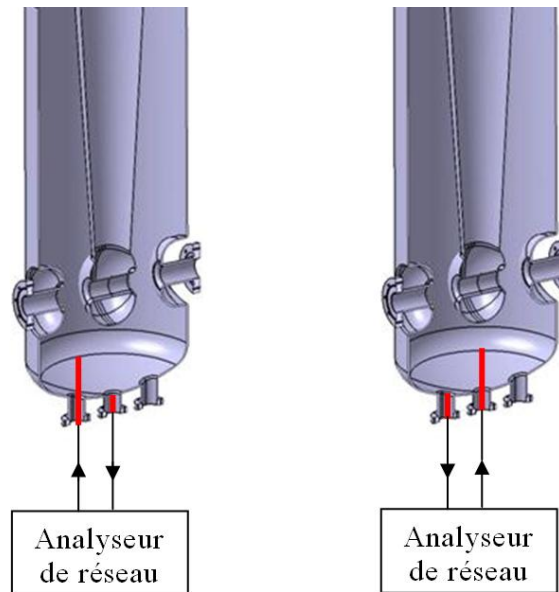
Quatrième partie

- [VISENTIN03] : Visentin B., "*Q-slope at high gradients : review of experiments and theories*", Proc. of SRF03, Lübeck-Travemünde, Allemagne, 2003.
- [OLRY09]: Olry G., document interne, 2009.
- [ROY08]: Roy A., "*SRF activities at IUAC, New Delhi and other laboratories in India*", Proc. of LINAC08, Victoria, Canada, 2008.
- [KELLY08]: Kelly M. P. et al, "*Superconducting quarter wave resonators for the Atlas energy upgrade*", Proc. Of LINAC08, Victoria, Canada, 2008.
- [GIRAUD09]: Giraud J., "*Etude mécanique, thermique et thermomécanique du coupleur RF*", document EDMS, projet Spiral2, 2009.
- [HARTUNG07]: Hartung W. et al., "*Niobium quarter-wave resonator development for a heavy ion re-accelerator*", Proc. of SRF2007, Beijing, Chine, 2007.
- [PADAMSEE98]: Padamsee H, Knobloch J., Hays T., "*RF superconductivity for accelerators*", John Wiley & Sons, INC, 1998, New York, USA.
ISBN : 0-471-15432-6
- [VANSCIVER86]: S. W. Van Sciver, "*Helium cryogenics*", Plenum press, 1986, New York. ISBN : 0-306-42335-9.
- [BAUER04]: Bauer P., "*Review of models of RF surface resistance in high gradient Niobium cavities for particle accelerators revision I*", Fermilab, technical Division, 2004.
- [CERN02]: "*Superconductivity and cryogenics for accelerators and detectors*", Proceedings of CAS, Erice, Italie, 2002.
- [PIPPARD53]: Pippard A. B., Proc. Roy. Soc. A216, 1953.
- [ISAGAWA80]: Isagawa S., "*Hydrogen absorption and its effect on low-temperature electric properties of Niobium*", J. Appl. Phys. Vol. 51, No. 8, 1980.
- [BENVENUTI01]: Benvenuti C. et al, "*Study of the residual surface resistance of Niobium films at 1.5 GHz*", Physica C, Vol. 351, No. 4, 2001.
- [KNOBLOCH07]: Knobloch J., "*Basics of superconducting RF*", Tutorial at SRF Workshop, 2007, Beijing, Chine.
- [GUPTA60] : Gupta K. K. et Mathur V. S., "*Magnetic field dependence of energy gap in superconductors*", Phys. Rev. 121, 107 (1960)

- [MATHUR62] : Mathur V. S. et Al., “*Magnetic-field dependence of the energy gap in superconductors*”, Phys. Rev. Lett. 9, 374 (1962).
- [MORRIS61] : Morris D. E. et Tinkham M., “*Effect of magnetic field on thermal conductivity and energy gap of superconducting films*”, Phys. Rev. Lett. 11, 600 (1961).
- [GIAEVER61]: Giaever I. et Megerle K., “*Study of superconductors by electron tunnelling*”, Phys. Rev 122, 1101 (1961).
- [SPIEWAK58]: Spiewak M., “*Magnetic field dependence of the surface impedance of superconducting Tin*”, Phys. Rev. 113, 1479 (1958).
- [DIDENKO96]: A. N. Didenko, “*About one possible explanation of influence of microwave magnetic field on quality factor of superconducting accelerating system*”, Proceedings of EPAC 1996, Sitges, Espagne.
- [SAITO91]: K. Saito and P. Kneisel, “*Q degradations in superconducting Niobium cavities*”, CEBAF, IEEE, 1991.
- [BONIN91]: B. Bonin and R.W Röth, “*Q degradation of niobium cavities due to Hydrogen contamination*”, 5th Workshop on RF Superconductivity, DESY, Germany, 1991
- [TAJIMA03] T. Tajima, “*Q disease on 350 MHz Spoke cavities*”, Proceedings of the 2003 Particle accelerator conference, LANL, USA.
- [TAJIMA02] T. Tajima, “*Qo degradation of LANL 700-MHz $\beta=0.64$ elliptical cavities and ANL 340 MHz spoke cavities*”, Proceedings of EPAC 2002, Paris, France.
- [SMITH83]: Smith J. F., “*The H-Nb (Hydrogen-Niobium) and D-Nb (Deuterium-Niobium) systems*”, Bull. of Alloy Phase Diagrams, Vol. 4, No. 1, 1983.
- [WISEMAN66]: Wiseman C. D., J. Appl. Phys., 37, 3599, 1966.
- [RODNEY04]: Rodney D., “*Cours d’introduction à la physique des matériaux*”, ENSPG, tronc commun 2^{ième} année, 2004-2005.
- [ANTOINE97]: Antoine C. et al., “*Evidence of preferential diffusion of impurities along grain boundaries in very pure Niobium used for radio frequency cavities*”, J. Appl. Phys., Vol. 81, No. 4, 1997.
- [ROTH]: R. W. Röth, “*Islands or films ? new aspects on the NbHx puzzle*”, Fachbereich Physik, Germany.
- [SAFA]: H. Safa, “*High field behaviour of SCRF cavities*”, CEA Saclay, DSM/DAPNIA.
- [CIOVATTI03]: Ciovatti G. et Al., “*Effect of low temperature baking on Niobium cavities*”, Proc of SRF2003, Lübeck, Allemagne.
- [VISENTIN07]: Visentin B., “*Optimization of baking parameters for electropolished Niobium superconducting cavities*”, Proc. of SRF2007, Beijing, Chine.

ANNEXE 1 : Méthode pour l'évaluation du couplage des antennes à chaud

Le facteur de qualité à chaud de la cavité étant très faible (~ 3000) comparé à sa valeur à froid ($\sim 10^9$), la mesure à chaud des couplages des antennes en fonction de leur longueur de pénétration nécessite l'utilisation d'antennes très longues. Ainsi le couplage de l'antenne amenant la puissance doit être proche du facteur de qualité intrinsèque de la cavité pour que la puissance prélevée sur l'antenne dont nous voulons mesurer le couplage soit mesurable. En d'autres termes, pour évaluer le couplage de l'antenne de transmission (ou de l'antenne incidente), la puissance est injectée par l'antenne incidente d'une longueur de 16 cm (ou par l'antenne de transmission d'une longueur de 18.4 cm) et les coefficients de réflexion et de transmission sont mesurés à l'aide d'un analyseur de réseau pour différentes longueurs de l'antenne à dimensionner.



Mesure des couplages de l'antenne incidente (à gauche) et de transmission (à droite).

A partir des coefficients de réflexion et de transmission en puissance (S_{11} et S_{21}) exprimés en dB, de la fréquence f_0 et de la bande passante de la cavité Δf pour chaque longueur d'antenne, nous pouvons en déduire son coefficient de couplage à l'aide des formules suivantes :

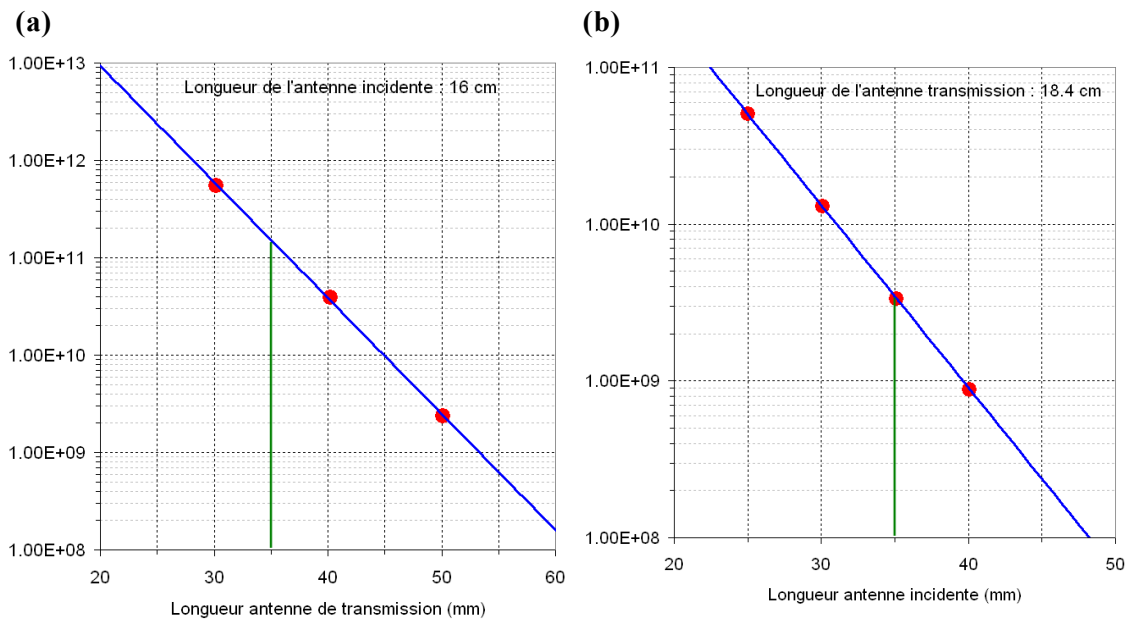
$$Q_L = \frac{f_0}{\Delta f}$$

$$Q_{inj} = \frac{2 \cdot Q_L}{\frac{S_{11}}{1 \pm 10^{10}}}$$

$$Q_{trans} = \frac{2 \cdot Q_L \cdot \left(1 \pm 10^{\frac{S_{11}}{10}} \right)}{10^{\frac{S_{21}}{10}}}$$

Le signe « + » est à utiliser lorsque la cavité est sur-couplée et le signe « - » en sous-couplage.

Afin de déterminer rapidement l'état de sur-couplage ou sous-couplage, il suffit de visualiser la trace dans le diagramme de Smith, après avoir défini correctement le plan de référence au niveau de l'antenne (ceci permet d'aligner le cercle sur la droite horizontale définissant les réactances nulles). Si le point central de l'abaque de Smith est en dehors du cercle, alors la cavité est sous-couplée. Dans le cas contraire, c'est-à-dire si le point central de l'abaque est à l'intérieur du cercle, la cavité est en état de sur-couplage.



Détermination de la longueur d'antenne nécessaire pour atteindre le couplage désiré pour les cavités Spiral2 $\beta = 0.12$. (a) : une antenne d'une longueur de 35 mm et d'un diamètre de 8 mm assure un couplage en transmission de $1.15 \cdot 10^{-11}$. (b) : une antenne d'une longueur de 35 mm et d'un diamètre de 8 mm assure un couplage incident de $3 \cdot 10^9$.

ANNEXE 2 : Interpolation des courbes de Q_0 des géométries autres que les cavités Spiral2 $\beta = 0.12$ et étude du facteur β_{mag} .

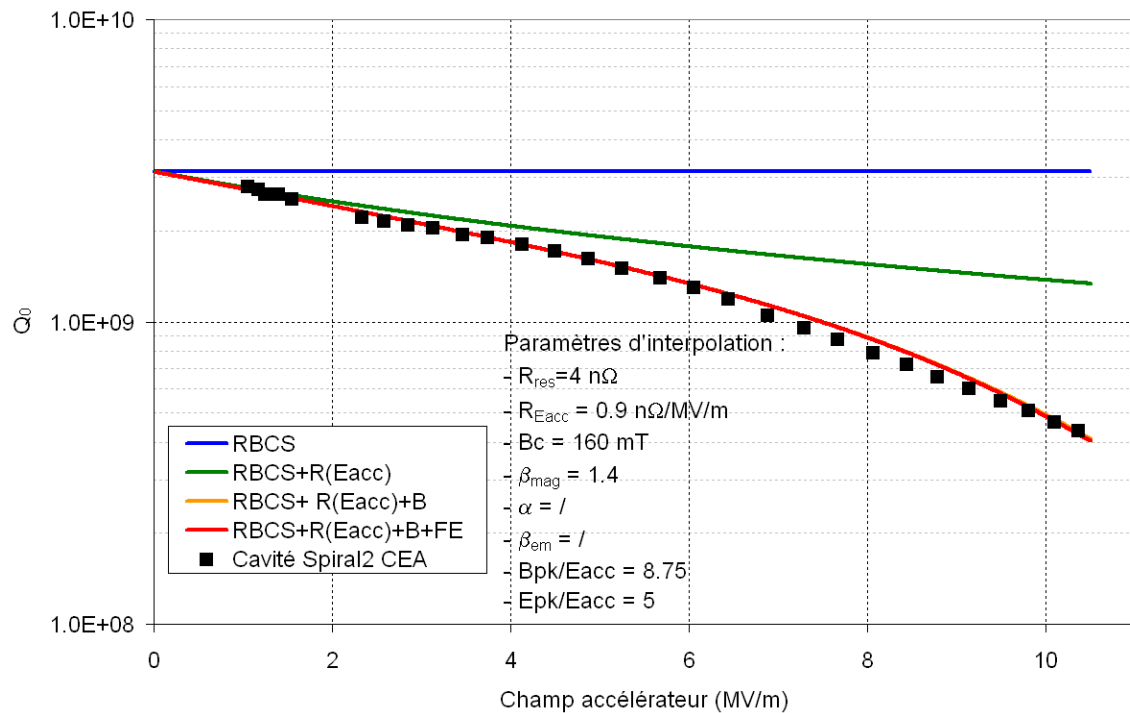
Nous avons vu dans la partie 4, que nous pouvons décrire la chute du facteur Q_0 en fonction du champ magnétique, et donc du champ accélérateur en prenant en compte la diminution de l'énergie d'appariement des paires de Cooper sous l'effet de l'augmentation de l'énergie magnétique. Cependant, afin d'interpoler correctement les courbes obtenues des cavités Spiral2 $\beta = 0.12$, il nous a fallu définir un coefficient β_{mag} de compris entre 1.5 et 1.7. Faut-il comprendre, à travers ce facteur, qu'il existe un effet de pointe magnétique similaire à celui défini pour l'émission de champ dans la formule de Fowler et Nordheim ? Cette piste a déjà été étudiée dans [KNOBLOCH99] impliquant la présence de cassures au niveau des joints de grain du matériau supraconducteur. Le coefficient d'amplification serait compris entre 1.6 et 2.5 pour les cavités traitées en bain d'acide PNF et inférieur à 1.5 pour les cavités électro-polies.

En procédant à l'interpolation d'autres types de cavité comme la cavité quart-d'onde Spiral2 $\beta = 0.07$ développée par le CEA de Saclay [FERDINAND08], Spoke $\beta = 0.35$ de l'IPNO [OLRY], ainsi que deux cavités elliptiques mono-cellules (A102 $\beta = 0.66$ et A103 $\beta = 0.63$) et cinq cellules $\beta = 0.65$ [BIARROTTE00], nous nous rendons compte que seules les cavités Spiral2 nécessitent la définition d'un facteur $\beta_{\text{mag}} \approx 1.5$. En ce qui concerne les cavités Spoke et elliptiques, β_{mag} a été gardé à 1. Le facteur β_{mag} serait-il plutôt lié à la fréquence de résonance des structures ? Plus la fréquence est basse et plus l'effet du champ magnétique sur l'énergie d'appariement Δ serait important ? Cette hypothèse expliquerait le fait que les cavités types ILC à 1.3 GHz ne montrent aucune dégradation du facteur Q_0 en fonction du champ accélérateur.

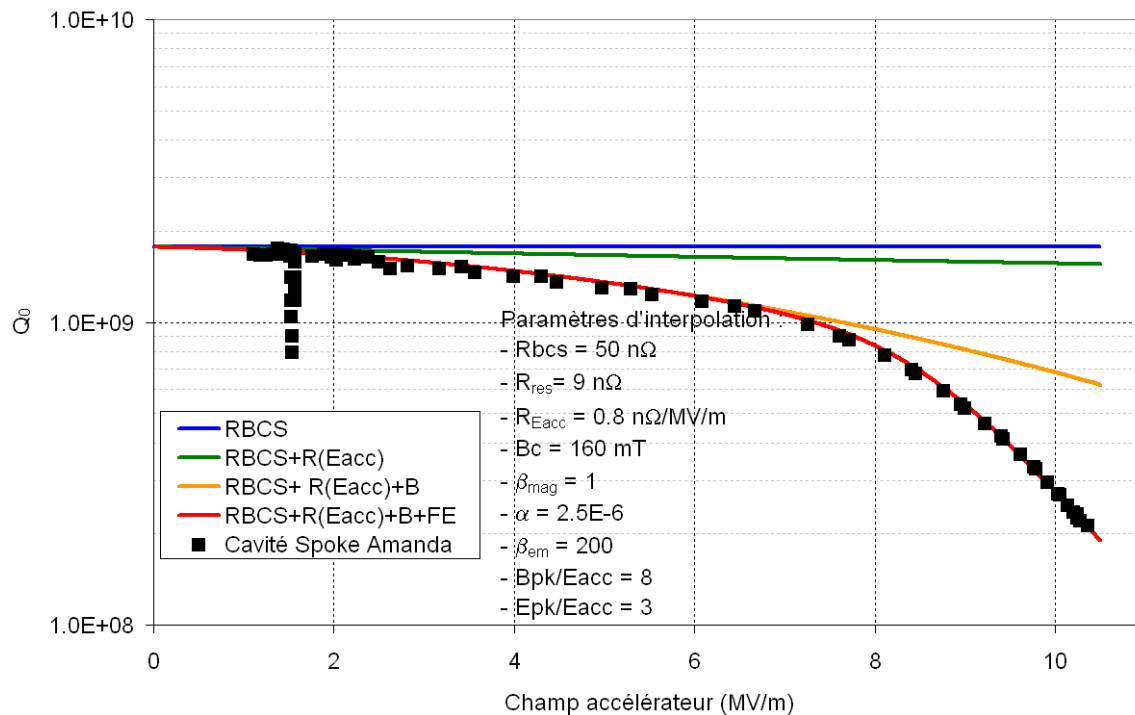
Il a été également observé qu'un étuvage avait tendance à faire diminuer le facteur β_{mag} . Cette observation serait contradictoire si l'on considère que ce facteur est lié à l'état de surface car nous avons vu qu'un étuvage révèle les joints de grain, β_{mag} devrait donc augmenter.

Cependant, faire l'hypothèse que ce facteur est lié aux propriétés intrinsèques du matériau, c'est-à-dire qu'il réduit le champ magnétique critique B_c , ne présente a priori aucune contradiction. La baisse du facteur β_{mag} s'expliquerait ainsi par la purification des couches superficielles et donc une amélioration du champ magnétique critique. Comme énoncé auparavant, ce facteur intégrerait un effet fréquentiel expliquant pourquoi celui-ci augmente lorsque la fréquence diminue.

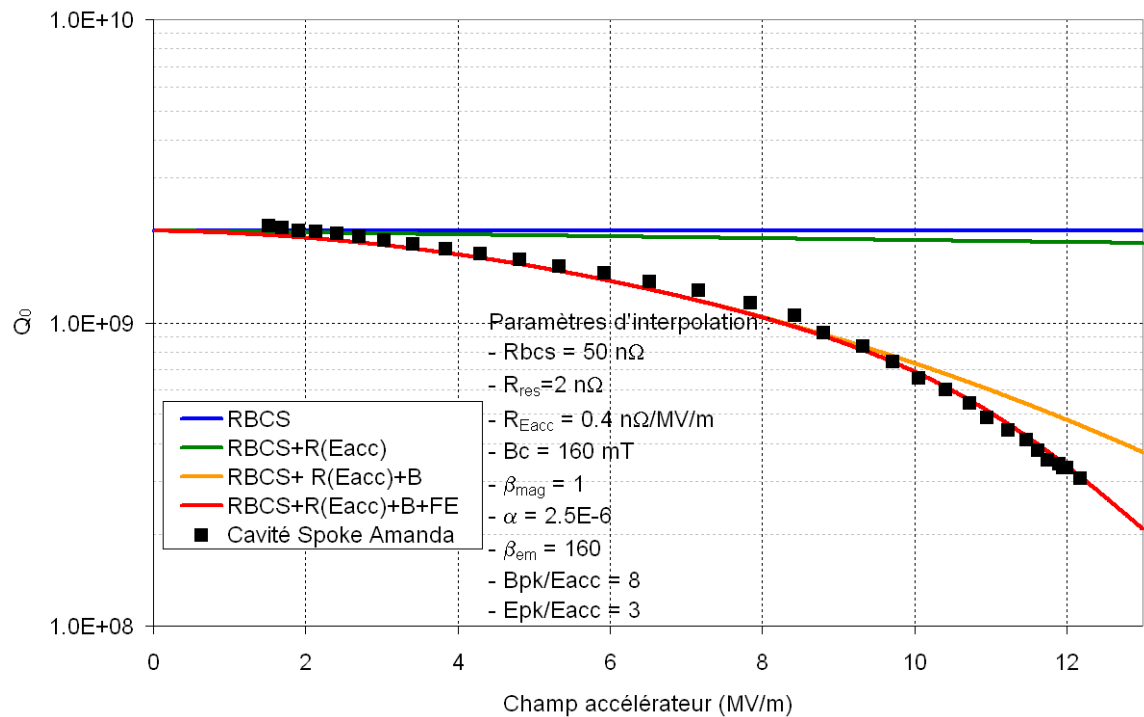
Nous sommes en mesure de ne donner ici que des hypothèses et pistes car la caractérisation d'un tel facteur β_{mag} nécessiterait une installation spécifique permettant l'étude du champ magnétique critique et de la dépendance magnétique de l'énergie d'appariement en fonction de différents paramètres comme la fréquence ou température.



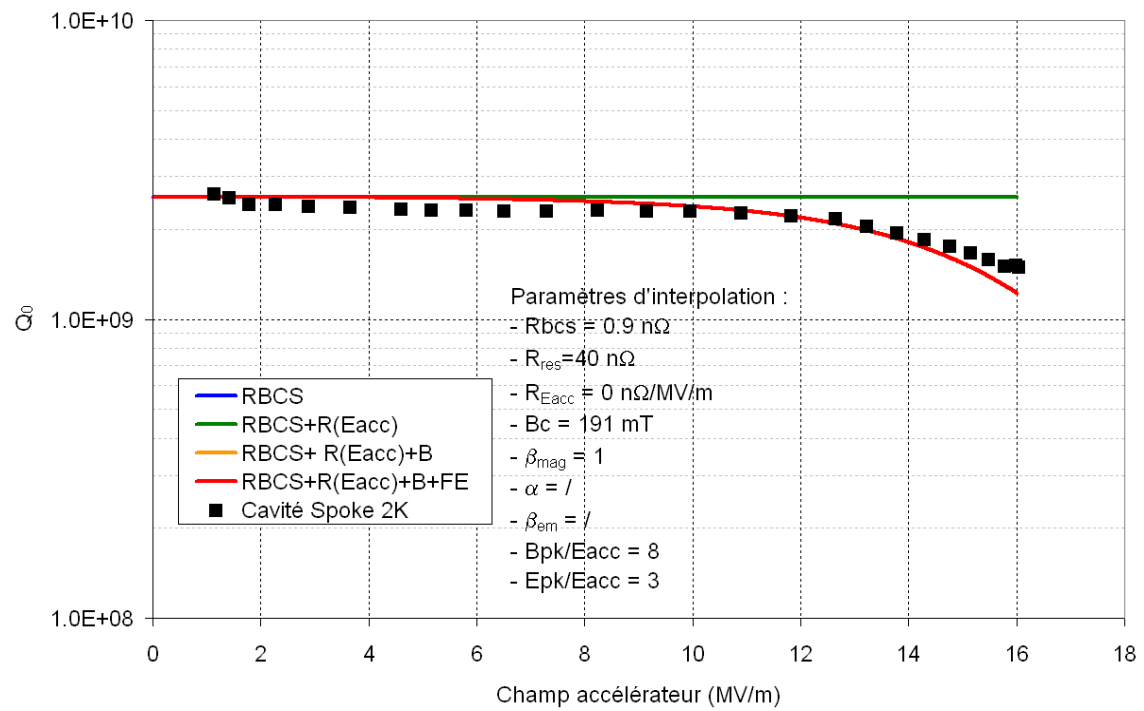
Cavité prototype quart-d'onde Spiral2 $\beta = 0.07$ testée à 4.2K ($G = 22$).



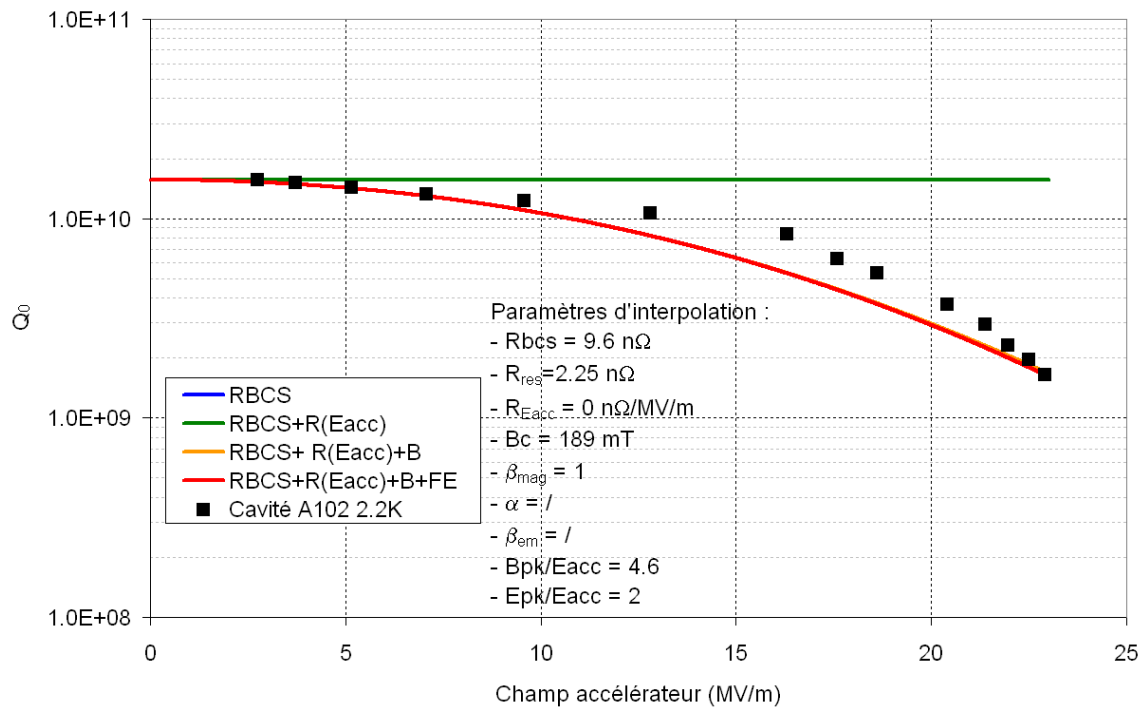
Cavité Spoke $\beta = 0.35$ testée à 4.2K avant hélium processing ($G = 101$).



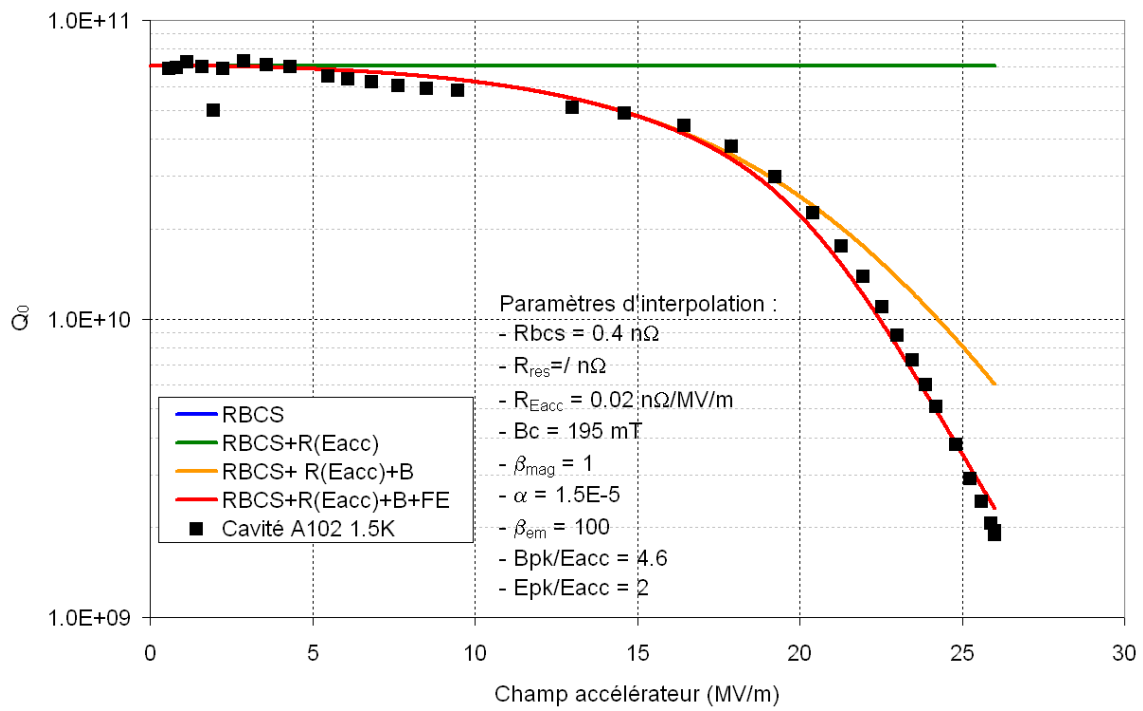
Cavité Spoke $\beta = 0.35$ testée à 4.2K après hélium processing ($G = 101$).



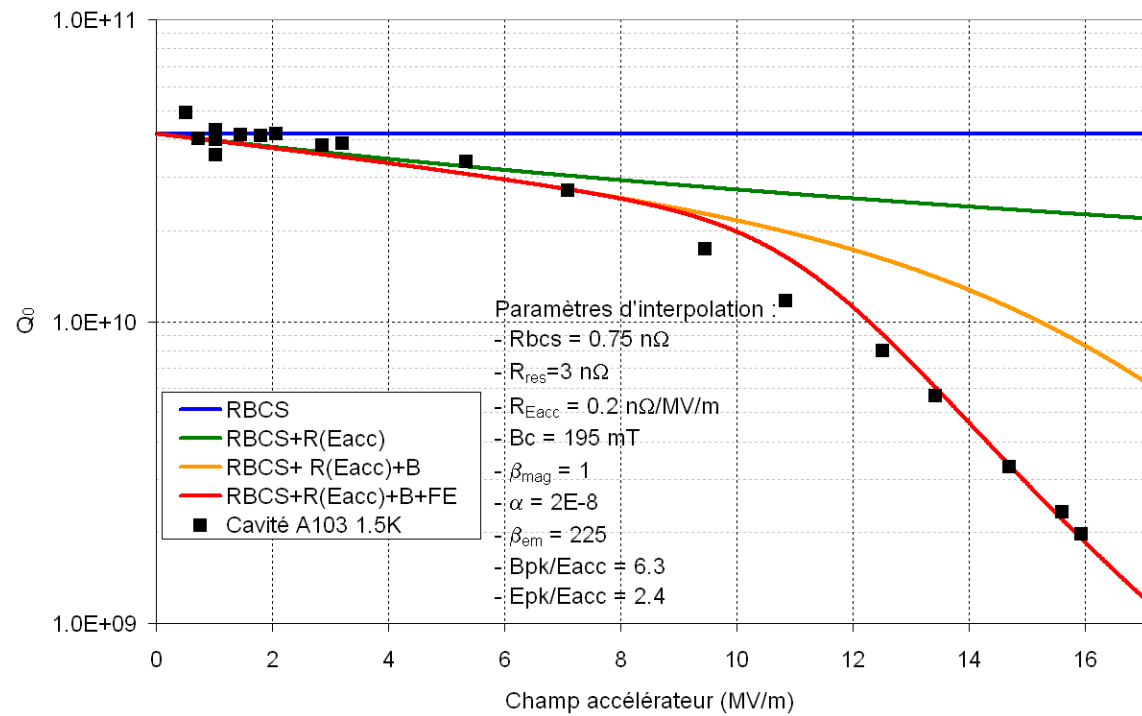
Cavité Spoke $\beta = 0.35$ testée à 2K ($G = 101$).



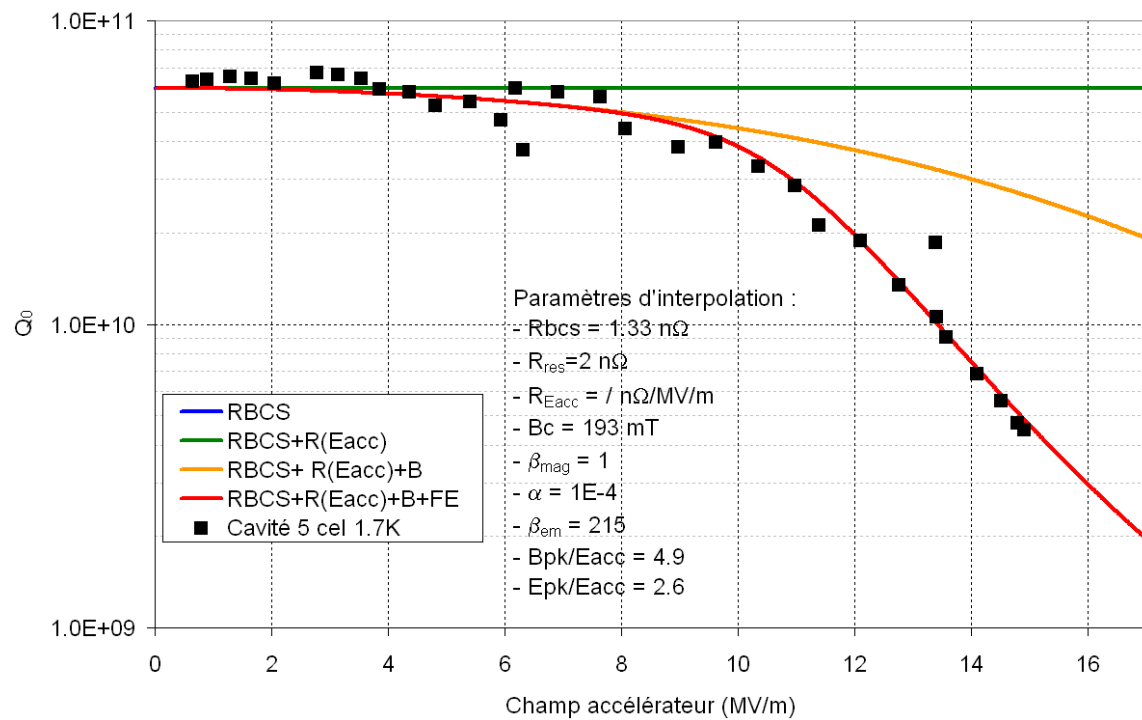
Cavité elliptique mono-cellule $\beta = 0.66$ (A102) testée à 2.2K ($G = 187$).



Cavité elliptique mono-cellule $\beta = 0.66$ (A102) testée à 1.6K ($G = 187$).



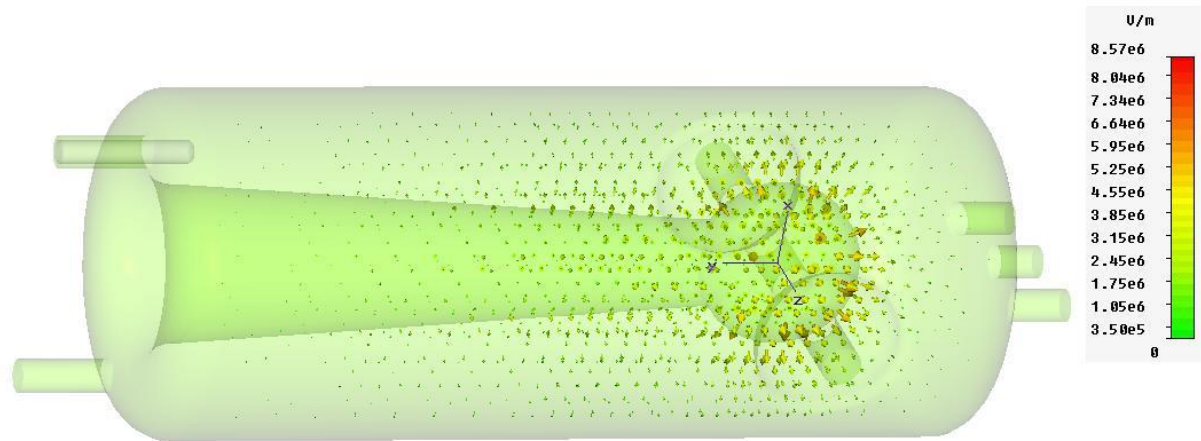
Cavité elliptique mono-cellule $\beta = 0.63$ (A103) testée à 1.5K ($G = 157$).



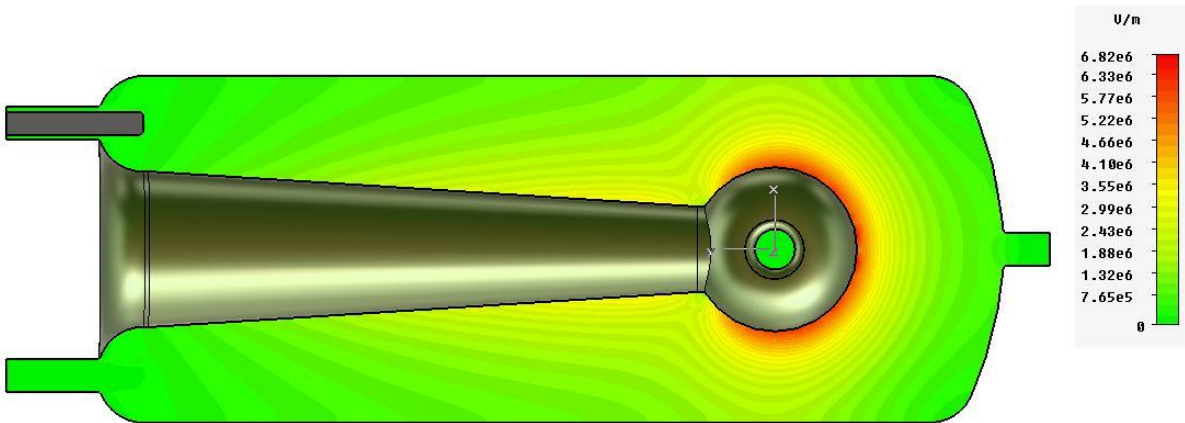
Cavité elliptique 5 cellules $\beta = 0.65$ (ASH) testée à 1.7K ($G = 194$).

ANNEXE 3 : cartes de champ de la cavité Spiral2 $\beta = 0.12$

Répartition du champ électrique

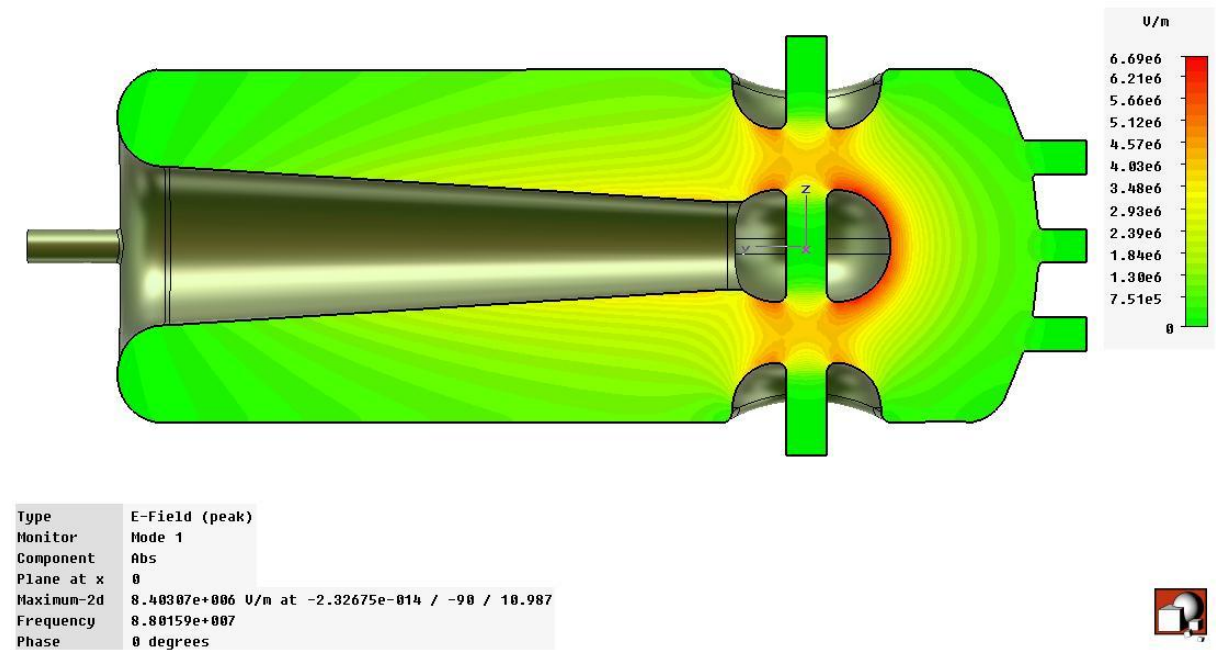


Type	E-Field (peak)
Monitor	Mode 1
Maximum-3d	8.56816e+006 V/m at 90 / -5.5 / 8.18182
Frequency	8.80159e+007
Phase	0 degrees

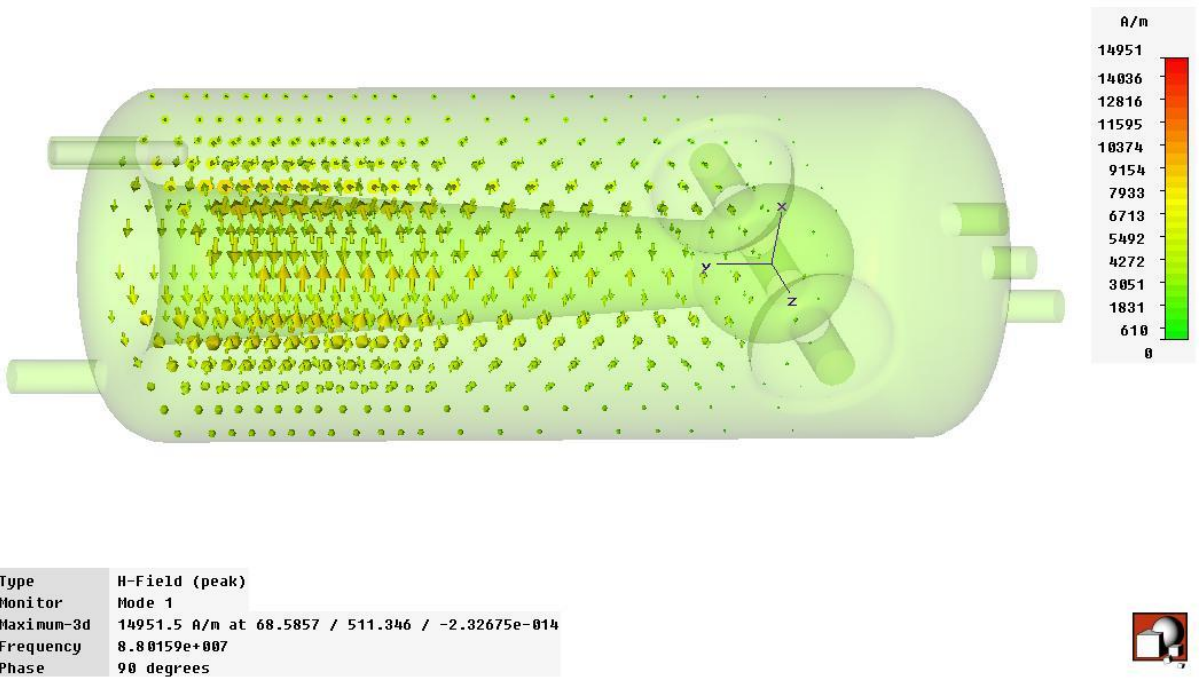


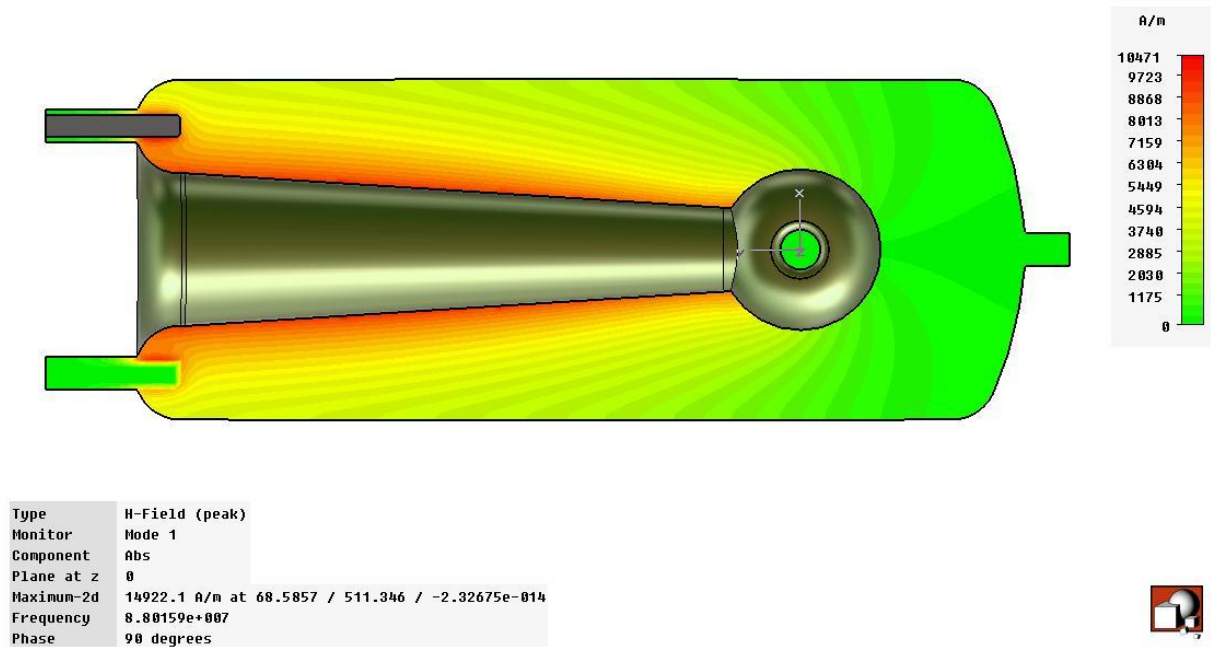
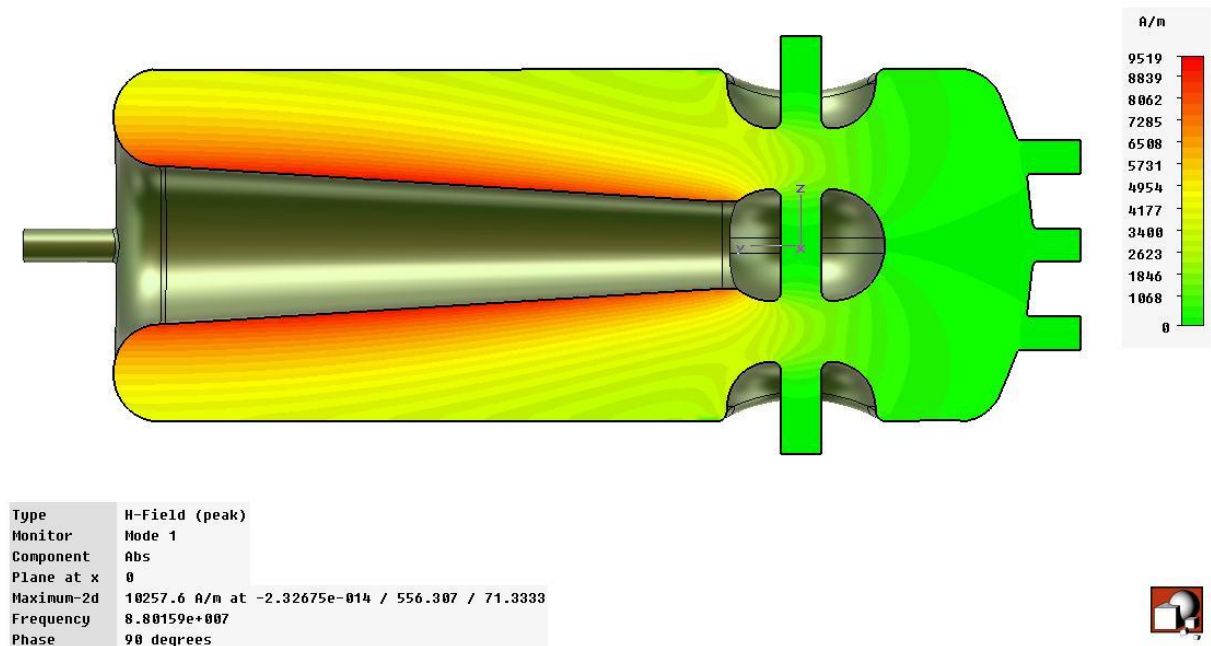
Type	E-Field (peak)
Monitor	Mode 1
Component	Abs
Plane at z	0
Maximum-2d	7.53794e+006 V/m at 12 / -90 / -2.32675e-014
Frequency	8.80159e+007
Phase	0 degrees



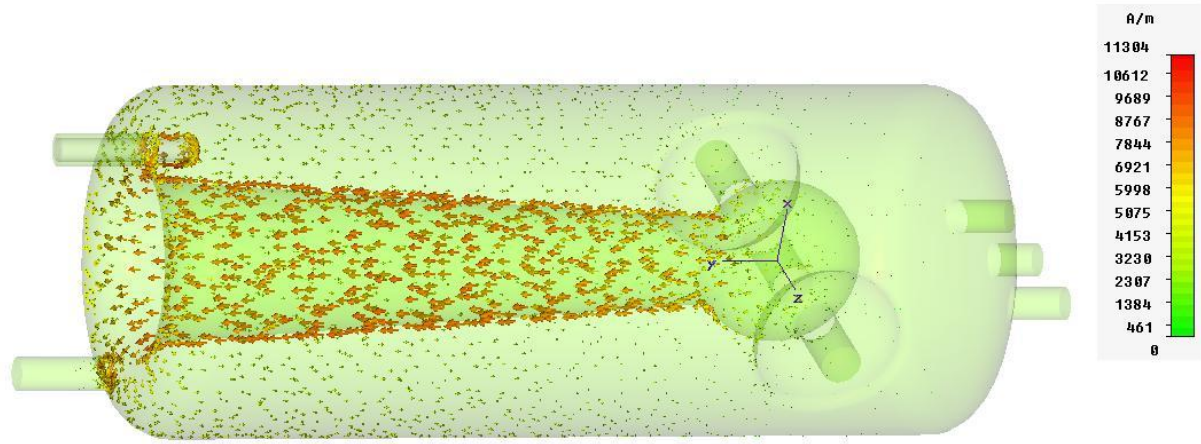


Répartition du champ magnétique

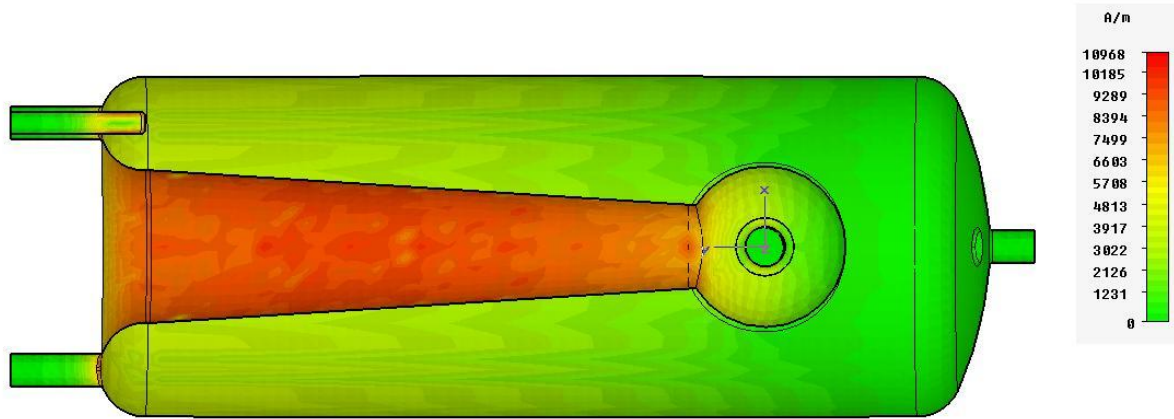




Répartition des courants induits

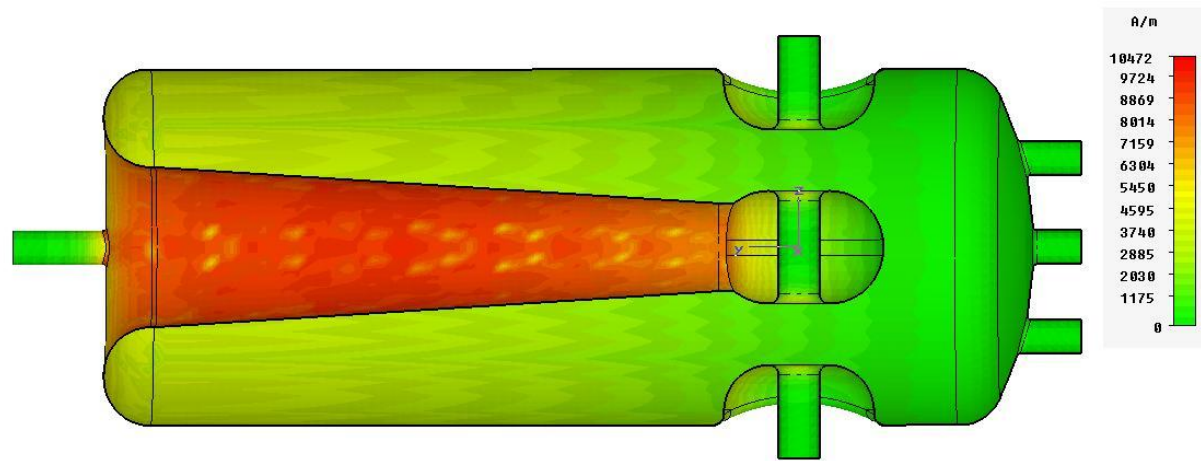


Type	Surface Current (peak)
Monitor	Mode 1
Maximum-3d	11304.2 A/m at 83.2221 / 698 / -17.2938
Frequency	8.80159e+007
Phase	90 degrees



Type	Surface Current (peak)
Monitor	Mode 1
Component	Abs
Maximum-3d	10968.2 A/m at 85 / 685 / -5.20458e-015
Frequency	8.80159e+007
Phase	90 degrees





Type	Surface Current (peak)
Monitor	Mode 1
Component	Abs
Maximum-3d	10471.6 A/m at 125 / 717.308 / 0
Frequency	8.80159e+007
Phase	90 degrees



ANNEXE 4 : Résistance de surface d'un matériau non supraconducteur

La résistance de surface du Niobium non supraconducteur à 4.2K n'est pas facilement accessible. D'après [PADAMSEE98], une conductivité d'environ $2 \cdot 10^9 (\Omega \cdot m)^{-1}$ est donnée pour un RRR de 300. La résistance de surface RF s'en déduit en considérant l'épaisseur de peau δ définie par :

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi \cdot f \cdot \mu_0 \cdot \sigma}}$$

Avec f la fréquence de l'onde RF, μ_0 la perméabilité du vide et σ en $(\Omega \cdot m)^{-1}$ la conductivité du métal. Pour le Niobium à 4K non supraconducteur, l'épaisseur de peau est de 1.2 μm et de 38 μm pour l'acier inoxydable.

La résistance de surface peut s'écrire :

$$R_s = (\sigma \cdot \delta)^{-1} = \sqrt{\frac{\pi \cdot f \cdot \mu_0}{\sigma}}$$

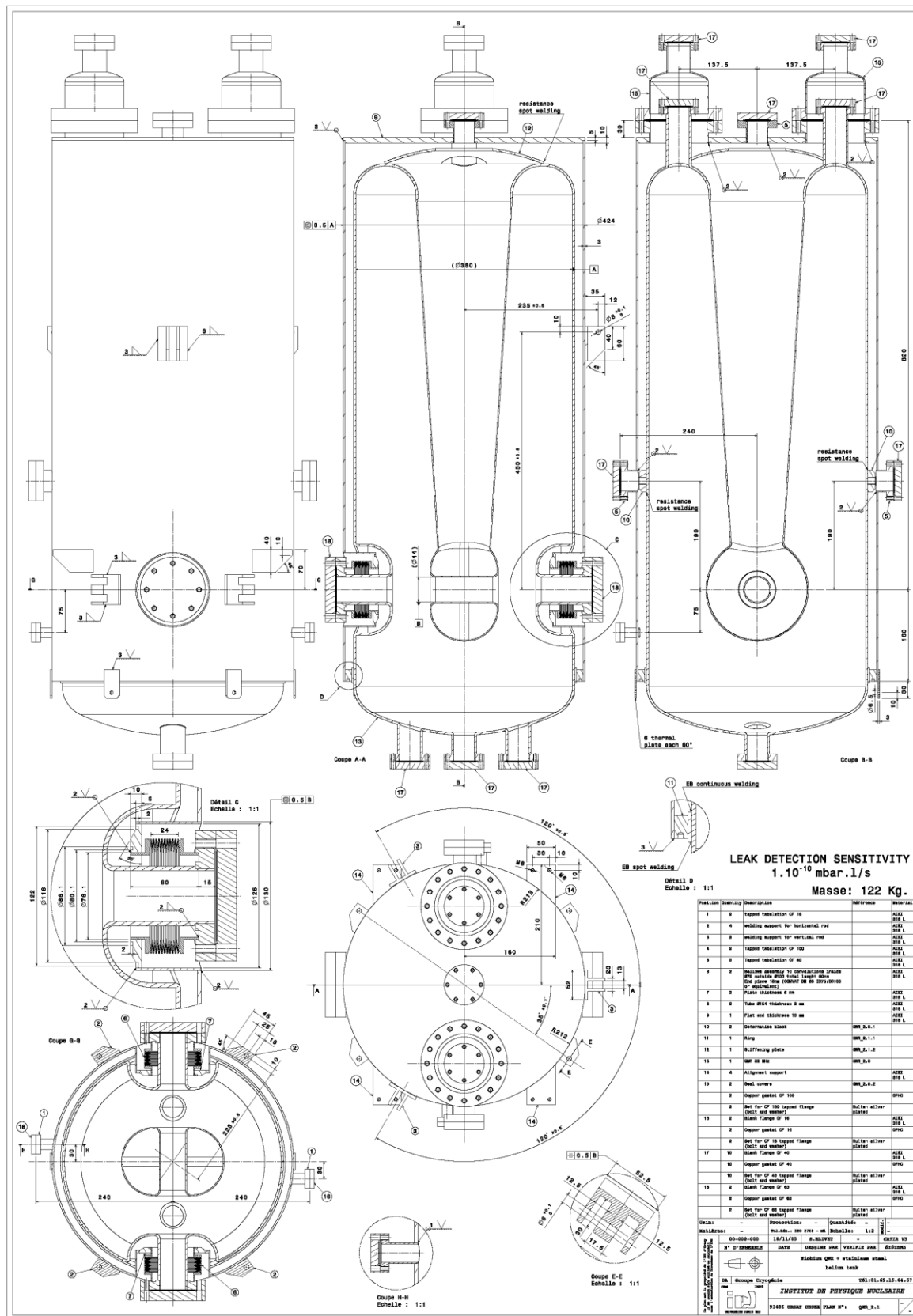
L'application numérique à 88 MHz et pour le Niobium (RRR=300) donne une résistance de surface de 0.42 m Ω .

Tableau récapitulatif

Matériau	4.2 K à 88 MHz			300 K à 88 MHz		
	$\sigma (\Omega^{-1} \cdot m^{-1})$	$\delta (\mu m)$	$R_s (m\Omega)$	$\sigma (\Omega^{-1} \cdot m^{-1})$	$\delta (\mu m)$	$R_s (m\Omega)$
Niobium (RRR=30)	$\sim 2 \cdot 10^8$	3.8	1.3	$7 \cdot 10^6$	20.3	7
Niobium (RRR=300)	$\sim 2 \cdot 10^9$	1.2	0.4	$7 \cdot 10^6$	20.3	7
Cuivre (RRR=100)	$\sim 10^{10}$	0.55	0.2	$5 \cdot 10^7$	7.6	2.6
304L	$2 \cdot 10^6$	38	13.2	$1.4 \cdot 10^6$	45.3	15.7
Titane	$8.5 \cdot 10^7$	5.8	2	$2.4 \cdot 10^6$	34.6	12

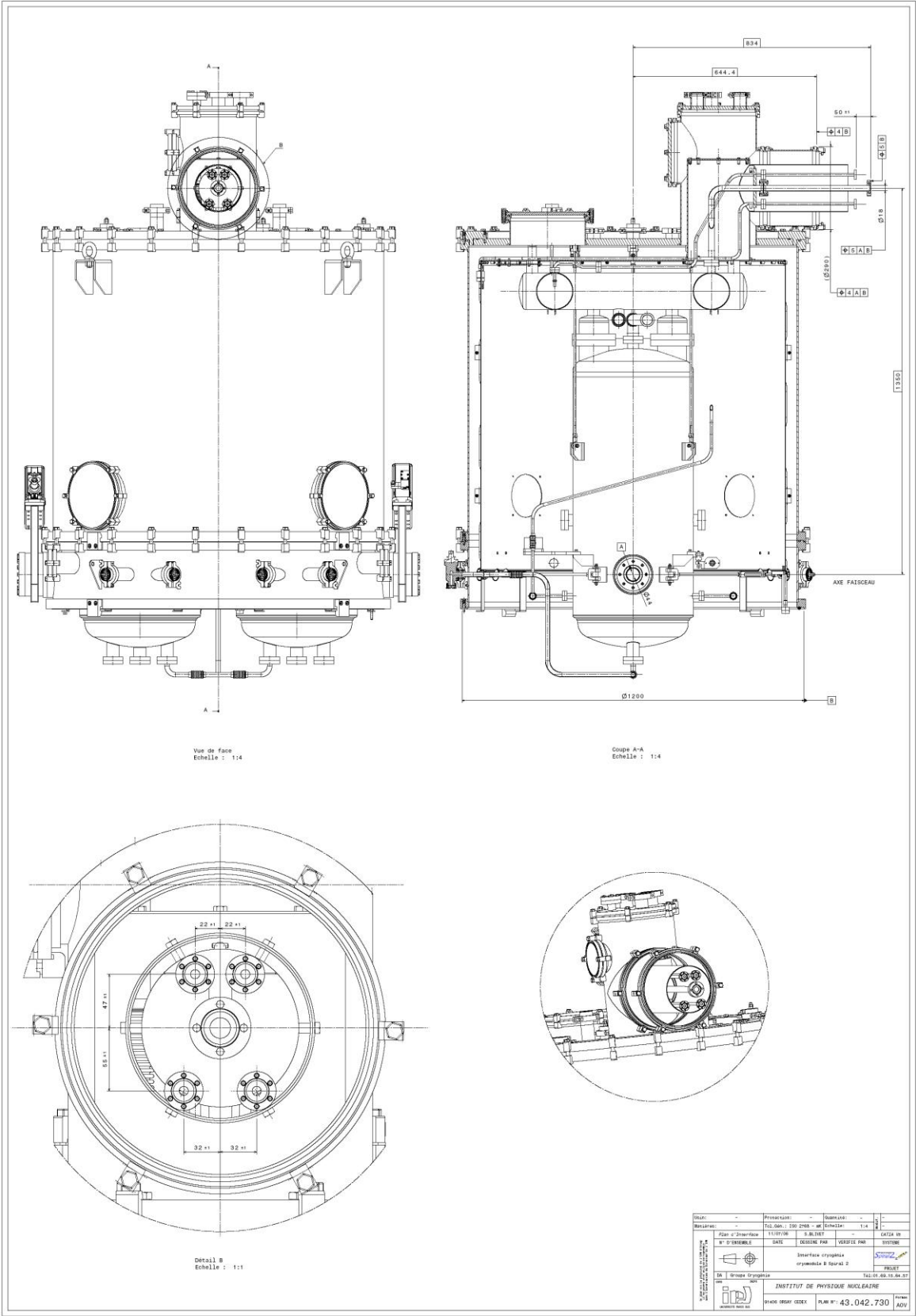
ANNEXE 5 : Plans détaillés

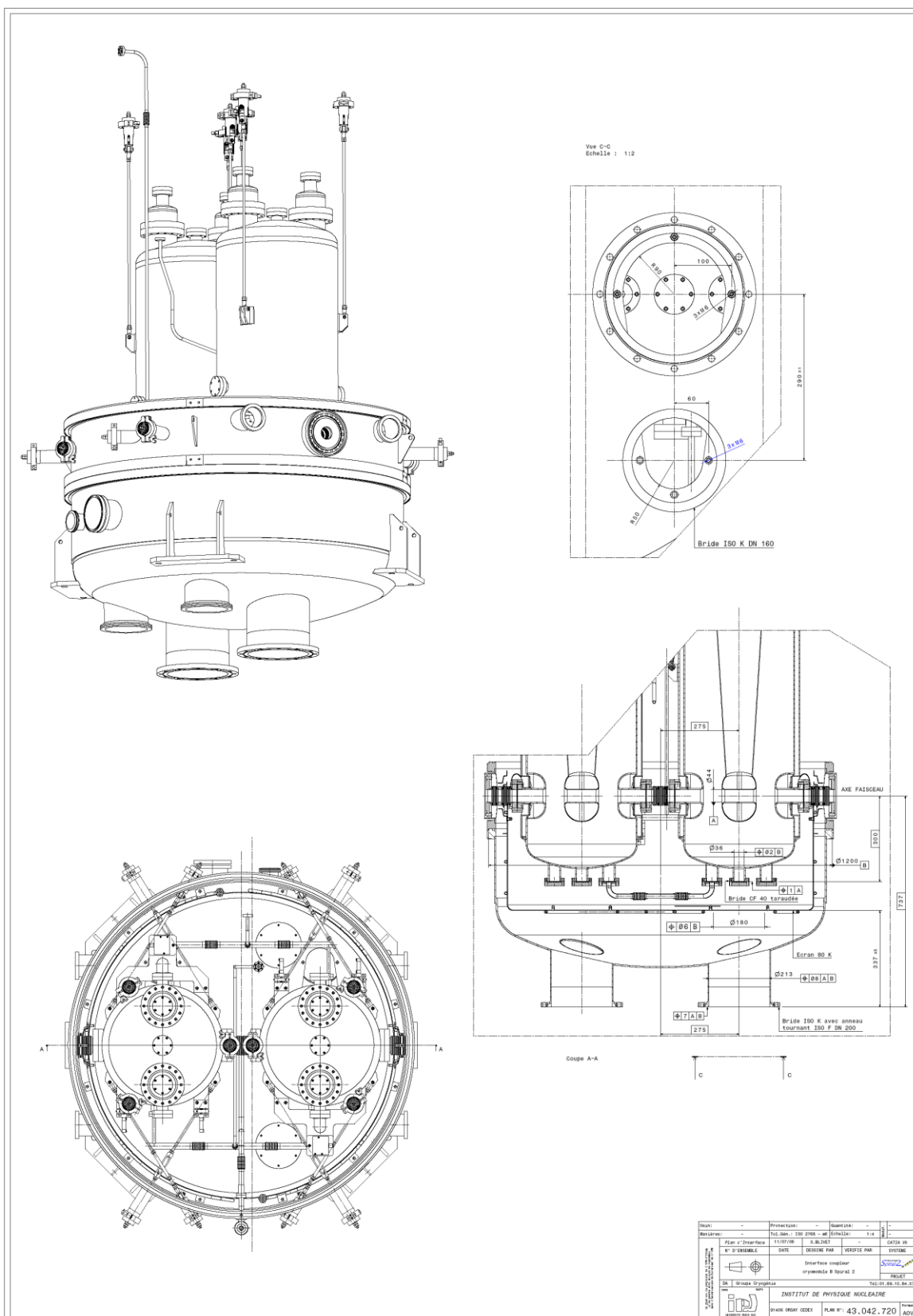
Cavité Spiral2 type B (version prototype)



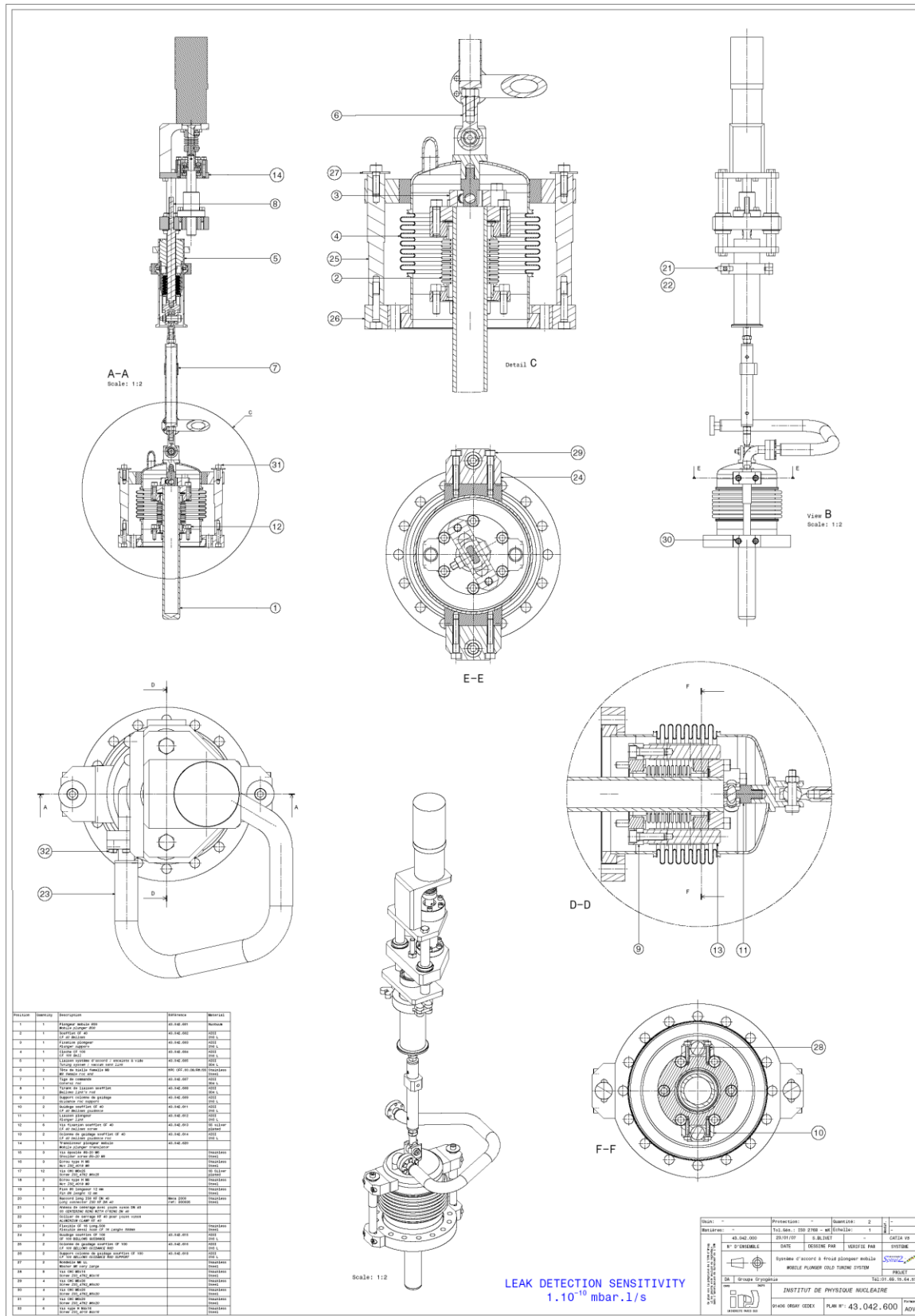








Système d'accord



ANNEXE 6

Vapor Pressure Data for use with CTI-CRYOGENICS® High Vacuum Pumps.

		Temperatures (°K) for Vapor Pressure (torr)																		Transition Point	
		10 ⁻¹³	10 ⁻¹²	10 ⁻¹¹	10 ⁻¹⁰	10 ⁻⁹	10 ⁻⁸	10 ⁻⁷	10 ⁻⁶	10 ⁻⁵	10 ⁻⁴	10 ⁻³	10 ⁻²	10 ⁻¹	1	10 ¹	10 ²	10 ³			
S	Compound																				
	He	HELIUM																			
	H ₂	2.67	2.83	3.01	3.21	3.45	3.71	4.03	4.40	4.84	5.38	6.05	6.90	8.03	9.55	11.70	15.10	21.4	4 518		
	Ne	5.50	5.79	6.11	6.47	6.88	7.34	7.87	8.48	9.19	10.05	11.05	12.30	13.85	15.80	18.45	22.10	27.5			
	CH ₄	24.0	25.3	26.7	28.2	30.0	32.0	34.2	36.9	39.9	43.5	47.7	52.9	59.2	67.3	77.7	91.7	115.0			
	F ₂	FLUORINE																			
	N ₂	18.1	19.0	20.0	21.1	22.3	23.7	25.2	27.0	29.0	31.4	34.1	37.5	41.5	47.0	54.0	63.4	80.0			
	CO	20.5	21.5	22.6	23.8	25.2	26.7	28.4	30.3	32.5	35.0	38.0	41.5	45.8	51.1	57.9	67.3	84.1			
	O ₂	21.8	22.8	24.0	25.2	26.6	28.2	29.9	31.9	34.1	36.7	39.8	43.3	48.1	54.1	62.7	74.5	92.8			
	Kr	27.9	29.4	30.9	32.7	34.6	36.8	39.3	42.2	45.5	49.4	53.9	59.4	66.3	74.8	85.9	101.0	123.5			
	NO	37.7	39.4	41.3	43.4	45.6	48.1	50.9	54.0	57.6	61.6	66.3	71.7	78.1	85.7	95.0	106.5	123.5			
	Ar	20.3	21.3	22.5	23.7	25.2	26.8	28.6	30.6	33.1	35.9	39.2	43.2	48.2	54.4	62.5	73.4	89.9			
	N ₂ O	55.8	58.3	61.1	64.2	67.6	71.3	75.5	80.3	85.7	91.9	99.0	107.5	117.5	129.5	144.0	162.5	189.5			
	CO ₂	59.5	62.2	65.2	68.4	72.1	76.1	80.6	85.7	91.5	98.1	106.0	114.5	125.0	137.5	153.5	173.0	198.0			
	Xe	38.5	40.5	42.7	45.1	47.7	50.8	54.2	58.2	62.7	68.1	74.4	82.1	91.5	103.5	118.5	139.5	170.0			
	HBr	51.8	54.3	57.1	60.2	63.7	67.6	72.1	77.1	82.9	89.6	97.5	107.0	118.5	132.5	151.0	175.0	209.0			
	HCl	49.7	52.1	54.6	57.5	60.6	64.1	68.1	72.5	77.6	83.4	90.1	98.1	108.5	121.0	137.0	158.5	193.0			
	NH ₃	70.9	74.1	77.6	81.5	85.8	90.6	95.9	102.0	108.5	116.5	125.5	136.0	148.0	163.0	181.0	206.0	245.0			
H ₂ S	57.1	59.8	62.7	65.9	69.5	73.5	78.0	83.1	89.0	95.7	103.5	113.5	124.5	138.5	156.5	180.5	218.0				
COS	CARBONYL SULFIDE																				
Cl ₂	66.1	69.1	72.4	76.0	80.0	84.4	89.4	95.1	101.5	109.0	117.5	127.5	140.0	155.0	173.0	201.0	245.0				
H ₂ O	113.0	118.5	124.0	130.0	137.0	144.5	153.0	162.0	173.0	185.0	198.5	215.0	233.0	256.0	284.0	325.0	381.0				
SO ₂	78.9	82.4	86.3	90.4	95.1	100.0	106.0	112.5	119.5	128.0	137.5	148.5	161.5	177.0	195.5	225.0	269.0				
CS ₂	CARBON DISULFIDE																				
HF	HYDROGEN FLUORIDE																				
Br ₂	102.0	106.5	111.0	116.5	122.0	128.5	135.5	143.5	152.5	163.0	174.5	188.5	204.0	224.0	248.0	282.0	339.0				
I ₂	141.5	147.5	154.0	161.5	169.5	178.5	188.5	199.5	212.0	226.0	243.0	262.0	285.0	312.0	345.0	389.0	471.0				

© Melting Point

Transition Point

From R.E. Honig and H.O. Hook, RCA Review 21, 360 (1960)

ETUDE ET TEST D'UN MODULE ACCELERATEUR SUPRACONDUCTEUR POUR LE PROJET SPIRAL2

Le projet SPIRAL2, en phase de construction au GANIL à Caen, viendra augmenter les capacités de production et d'accélération de l'actuelle installation SPIRAL. Cette extension consiste en la construction d'une zone de production d'isotopes radioactifs associée à un accélérateur linéaire supraconducteur. Ce dernier permet l'accélération de faisceaux de deutons de 5 mA à 40 MeV ainsi que d'une grande variété d'ions (protons, deutons, ions ayant un rapport charge/masse de 1/3) jusqu'à une énergie de 14.5 MeV/u et un courant de 1 mA. Le taux de fission visé ($\sim 10^{14}$ fissions/s) ainsi que cette grande polyvalence d'accélération sont rendus possible grâce à l'utilisation de la technologie supraconductrice. L'étude, la conception et l'intégration des modules accélérateurs supraconducteurs de la partie haute énergie ont été effectuées à l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay (IPNO).

Le travail de thèse présenté ici s'inscrit dans ce contexte. Dans un premier temps, les cavités accélératrices supraconductrices de type quart-d'onde ont été validées et caractérisées d'un point de vue électromagnétique et mécanique en cryostat de qualification (-269 °C). Par la suite, un module accélérateur totalement équipé a été qualifié en configuration dite « machine ». Des études plus spécifiques ont également été menées sur l'effet 100K, les microphonies et la caractérisation du système d'accord en fréquence par plongeur mobile, système novateur pour les cavités supraconductrices. La validation des performances du module accélérateur à travers ce travail de thèse a donné lieu au lancement de la phase de fabrication des cavités accélératrices et des cryomodules.

STUDY AND TEST OF A SUPERCONDUCTING ACCELERATING MODULE FOR THE SPIRAL2 PROJECT

The SPIRAL2 project, in its construction phase at GANIL in Caen, will increase the capabilities of the current existing facility SPIRAL. This upgrade consists in the construction of a production area of rare radioactive isotopes associated to a superconducting linac. The latter can accelerate a 5 mA deuteron beam up to 40 MeV and can handle a wide variety of ions (protons, deuterons, ions with a charge over mass ratio of 1/3) up to 14.5 MeV/u at 1 mA. The targeted fission rate ($\sim 10^{14}$ fissions/secondes) and accelerating polyvalence is achieved thanks to the superconducting technology. The study, the conception and integration of the superconducting accelerating modules are in charge of the Nuclear Physics Institute of Orsay (IPNO).

The PhD work presented here consisted in first testing and characterising mechanically and electromagnetically the superconducting quarter-wave resonator in a qualifying cryostat (- 269 °C). Then, a fully-equipped accelerating module has been tested without beam. More specific studies have been carried out on the Q-disease, on microphonics and on the frequency tuning system with moving plunger, a novel system for superconducting cavities. The validation of the accelerating module performances during the PhD period has lead to the fabrication phase launching of the accelerating cavities and their modules.